

INSTITUT DE PHYSIQUE DE L'UNIVERSITÉ DE NEUCHÂTEL

Directeur: Professeur Jean Rossel

ETUDE EXPÉRIMENTALE
ET PHÉNOMÉNOLOGIQUE DES
OBSERVABLES DE SPIN DU NEUTRON
DANS LA DIFFUSION
N-D À BASSE ÉNERGIE

THÈSE

présentée à la Faculté des Sciences de l'Université de Neuchâtel
pour l'obtention du grade de docteur

par

SAMUEL JACCARD

Physicien diplômé
de l'Université de Neuchâtel

1974

Décembre 1972
Lang Druck SA, Liebefeld/Bern

INSTITUT DE PHYSIQUE DE L'UNIVERSITE DE NEUCHÂTEL

Directeur : Professeur Jean Rossel

Etude expérimentale et phénoménologique des observables
de spin du neutron dans la diffusion n-d à basse énergie

Thèse
présentée à la Faculté des Sciences
de l'Université de Neuchâtel
pour l'obtention du grade de docteur

par

SAMUEL JACCARD
Physicien diplômé
de l'Université de Neuchâtel

Décembre 1972



IMPRIMATUR POUR LA THÈSE

Etude expérimentale et phénoménologique des
observables de spin du neutron dans la
diffusion n-d à basse énergie

de M. Samuel Jaccard

UNIVERSITÉ DE NEUCHÂTEL

FACULTÉ DES SCIENCES

La Faculté des sciences de l'Université de Neuchâtel,
sur le rapport de Messieurs les professeurs

J. Weber, J. Rossel et P. Huguenin

autorise l'impression de la présente thèse sans exprimer d'opinion sur les propositions qui y sont contenues.

Neuchâtel, le 17 décembre 1973

Le doyen :

Willy Form

TABLE DES MATIERES

	Page
1.0 INTRODUCTION	1
2.0 DESCRIPTION ET OBSERVABLES DE LA DIFFUSION n-d	1
2.1 Paramétrisation de la diffusion	2
2.1.1 Modèle diagonal dégénéré	2
2.1.2 Paramétrisation complète	3
2.2 Observables	4
2.2.1 Généralités	4
2.2.2 Observables sous les hypothèses du modèle diagonal dégénéré	6
3.0 TYPES D'ANALYSES PHENOMENOLOGIQUES	7
3.1 Analyses dans le modèle diagonal dégénéré	8
3.1.1 Validité du modèle diagonal dégénéré	9
3.1.2 Analyses en phases	9
3.1.3 Analyses en APE	10
3.2 Analyses dans le cadre d'une paramétrisation complète	10
4.0 MESURES DU FACTEUR DE DEPOLARISATION D	11
4.1 Motivation de ces mesures	11
4.2 Choix des points de mesure	11
4.3 Dispositif expérimental	12
4.4 Electronique associée	13
4.5 Bruit de fond et événements fortuits	15
4.6 Simulation de l'expérience	16
4.7 Résultat des mesures du facteur de dépolarisation	17
5.0 ANALYSES PHENOMENOLOGIQUES DANS LE MODELE DIAGONAL DEGENERE	18
5.1 Analyses APE	18
5.2 Analyses en phases	22
6.0 MESURES DE LA POLARISATION P	24
6.1 Motivation de ces mesures	24
6.2 Dispositif expérimental	24
6.3 Simulation de l'expérience	24
6.4 Résultat des mesures de polarisation	27

7.0 ANALYSES PHENOMENOLOGIQUES INCLUANT LES POLARISATIONS	27
7.1 Table de sections efficaces	27
7.2 Analyses en phases et paramètres de mélange	28

APPENDICE

Formalisme général pour les observables de spin d'une diffusion $\vec{l}_1 + \vec{l} \rightarrow \vec{l}_2 + \vec{l}$

I. Bases d'opérateurs de spin	A1
1) spin $\frac{1}{2}$	A1
2) spin 1	A1
3) base des spins $\frac{1}{2}$ et 1 couplés	A2
II. Matrice de diffusion	A2
1) $\frac{1}{2} + 0 \rightarrow \frac{1}{2} + 0$	A2
2) $1 + 0 \rightarrow 1 + 0$	A2
3) $\frac{1}{2} + 1 \rightarrow \frac{1}{2} + 1$	A3
III. Matrice densité	A3
1) Faisceau de particules de spin $\frac{1}{2}$	A3
2) Faisceau de particules de spin 1	A3
3) Faisceaux de particules de spin $\frac{1}{2}$ et 1	A4
IV. Repères pour la diffusion élastique $a + b \rightarrow c + d$	A5
V. Observables de la diffusion	A6
VI. Les règles d'Ohlsen	A8
VII. Quelques mesures types à titre d'exemple	A9
1) $D(\vec{n}, n)D$	A9
2) $\vec{D}(n, n)D$	A10
3) $D(\vec{n}, \vec{n})D$	A10
VIII. Principe de la mesure des observables dans le cas général $\vec{l}_1 + \vec{l} \rightarrow \vec{l}_2 + \vec{l}$	A11
IX. Expérience complète dans le cadre du modèle diagonal dégénéré	A12



Digitized by the Internet Archive
in 2026

1.0 INTRODUCTION

La grande activité déployée ces cinq dernières années par les physiciens théoriciens dans le domaine des problèmes à trois particules a mis en relief l'intérêt très particulier de l'étude de la diffusion élastique nucléon-deuton. Une connaissance expérimentale détaillée de cette diffusion fournira un test sûr pour les calculs basés sur les modèles de l'interaction nucléon-nucléon (hors couche d'énergie) et pour ceux tentant de mettre en évidence l'existence de forces à trois corps. Il n'est donc pas surprenant que bon nombre d'auteurs réclament avec force de nouvelles mesures pour la diffusion n-d, tout spécialement des mesures d'observables de spin telles que les paramètres de Wolfenstein à basse énergie, mesures inexistantes jusqu'ici (voir par exemple les références 1 et 2).

Notre étude phénoménologique de la diffusion n-d met en évidence la nécessité de procéder par étapes successives si l'on veut être en mesure de produire d'ici quelques années une paramétrisation sûre de cette diffusion. La nécessité de disposer de mesures de paramètres de Wolfenstein même au stade de paramétrisations grossières ressort de nos analyses en phases à 2.45 MeV (lab) incluant nos résultats préliminaires de mesure du facteur de dépolarisation D.

L'utilité de nouvelles mesures d'une variété étendue d'observables est aussi mise en évidence par des analyses en phases réalisées sous des hypothèses moins restrictives que celles utilisées pour les analyses citées ci-dessus et incluant nos résultats de mesures du pouvoir de polarisation P à 2.6 MeV (lab).

2.0 DESCRIPTION ET OBSERVABLES DE LA DIFFUSION n-d

Nous rappelons brièvement les principales grandeurs utiles pour décrire la diffusion d'une particule de spin $\frac{1}{2}$ par une autre de spin 1. Les notations utilisées sont celles proposées par Viennet^{3,4)}. Notre étude porte sur des énergies inférieures au seuil de fracture du deuton ($E_n^{\text{lab}} < 3.34$ MeV). Nous nous limitons au seul canal élastique, celui (n, γ) de capture radiative, dont la section efficace totale est dans notre domaine d'énergie de l'ordre du microbarn, peut être négligé. La matrice de diffusion M

reliant le spineur incident au spineur diffusé s'écrit :

$$M_{s\mu, s'\mu'} = \frac{2\sqrt{\pi}}{k_{c.m.}} \sum_{\ell} a_{s\mu, s'\mu'}^{\ell} Y_{\ell}^{(\mu'-\mu)} \quad (1)$$

où :

$$a_{s\mu, s'\mu'}^{\ell} = \sum_{\ell'} (2\ell'+1)^{\frac{1}{2}} C_{\mu' \mu'}^{\ell' s'} C_{\mu'-\mu \mu \mu'}^{\ell s} T_{\ell s, \ell' s'}^{\pi}$$

Dans cette notation il est tenu compte de l'invariance de la diffusion sous les rotations et sous l'opération de parité. Ces propriétés d'invariance et celle de l'invariance sous le renversement du temps s'expriment le plus simplement⁴⁾ sur la matrice S :

$$S = 1 + 2iT \quad (2)$$

2.1 Paramétrisation de la diffusion

Nous nous intéressons dans une première étape à la paramétrisation de la matrice S lorsque des hypothèses dynamiques réduisent le nombre de paramètres, puis, dans un second pas, à une paramétrisation complète.

2.1.1 Modèle diagonal dégénéré

Nous appelons modèle diagonal dégénéré l'ensemble des hypothèses dynamiques suivant :

- (i) conservation du moment cinétique orbital
- (ii) conservation du spin de voie
- (iii) dégénérescence en J de la matrice S.

Les hypothèses (i) et (ii) rendent diagonale la matrice S,

$$S_{\ell s, \ell' s'}^{\pi} = \delta_{\ell \ell'} \delta_{s s'} S^{\ell s} \quad (3)$$

$$S^{\ell s} = e^{2i\delta^{\ell s}} \quad (4)$$

Les phases $\delta^{\ell s}$ (déphasages des fonctions d'ondes) constituent la paramétrisation couramment utilisée pour l'analyse des diffusions élastiques de particules.

L'approximation de portée effective (APE) consiste dans ce modèle simple à admettre pour les fonctions $Z^{\ell s}$,

$$Z^{\ell s} = k_{c.m.}^{2\ell+1} \operatorname{ctg} \delta^{\ell s} = k_{c.m.}^{2\ell+1} \left(\frac{1}{T^{\ell s}} + i \right) \quad (5)$$

les développements limités suivants :

$$Z^{\ell s} = a^{\ell s} + \frac{1}{2} R^{\ell s} k_{c.m.}^2 + P^{\ell s} k_{c.m.}^4 \quad (6)$$

L'approximation APE fournit une paramétrisation de la diffusion couvrant tout le domaine d'énergie étudié.

2.1.2 Paramétrisation complète

Nous utilisons une paramétrisation du type Blatt-Biedenharn⁴⁾. Chaque sous-matrice $S^{J\pi}$ peut se mettre sous la forme

$$S^{J\pi} = e^{-E^{J\pi}} e^{2i\Delta^{J\pi}} e^{E^{J\pi}} \quad (7)$$

où $E^{J\pi}$ est une matrice réelle antisymétrique
et $\Delta^{J\pi}$ est une matrice réelle diagonale.

Si la matrice $S^{J\pi}$ est d'ordre N elle est décrite par deux groupes distincts de paramètres :

- i) N paramètres (matrice $\Delta^{J\pi}$) qui donnent les valeurs propres de S et sont appelés phases propres
- ii) $\frac{N(N-1)}{2}$ paramètres (matrice $E^{J\pi}$) qui décrivent la matrice de diagonalisation de S et sont appelés "mélanges".

L'approximation APE consiste à admettre pour les matrices réelles symétriques

$$Z^{J\pi} = \underline{k}^{\ell+\frac{1}{2}} \left((T^{J\pi})^{-1} + i \right) \underline{k}^{\ell+\frac{1}{2}} \quad (8)$$

où $\underline{k}^{\ell+\frac{1}{2}}$ est la matrice diagonale des $k^{\ell+\frac{1}{2}}$, les développements en puissances de k^2 limités suivants :

$$Z^{J\pi} = A^{J\pi} + \frac{1}{2} k^2 R^{J\pi} + k^4 P^{J\pi} \quad (9)$$

$A^{J\pi}$, $R^{J\pi}$, $P^{J\pi}$ réelles symétriques.

Nous renvoyons à la référence 4 pour toutes les questions relatives à une justification de la démarche esquissée ci-dessus, au domaine de validité des développements APE et à des problèmes particuliers tels que l'existence de "pôles" des fonctions Z et la contrainte due au triton.

2.2 Observables

2.2.1 Généralités

La matrice de diffusion, définie par l'équation (1), dans notre espace de spin à $(2s_n + 1)(2s_d + 1) = 6$ dimensions est composée de 36 éléments. Les propriétés d'invariances citées au § 2.0 réduisent à 12 le nombre d'amplitudes indépendantes. Il faut donc réaliser la mesure de 24 observables indépendantes pour déterminer expérimentalement complètement la diffusion à une énergie et un angle. Nous nous intéressons plus particulièrement dans ce travail aux "observables du neutron", c'est-à-dire à tout ce qui peut être déterminé par la seule détection des neutrons diffusés par une cible non polarisée. Le jeu d'observables universellement adopté est celui proposé par Wolfenstein⁵⁾, lequel jeu peut se séparer en trois groupes :

a) la section efficace différentielle

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{C.M.} = \frac{1}{6} \text{Tr}(MM^\dagger) \quad (10)$$

b) la polarisation

$$P = \frac{\text{Tr}(MM^\dagger \vec{S} \cdot \vec{n})}{\text{Tr}(MM^\dagger)} \quad (11)$$

où $\vec{n}$ est le vecteur unité perpendiculaire au plan de diffusion (convention de Bâle) et

$$\vec{S} = \vec{\sigma}_{\text{Pauli}} \otimes \mathbb{I}_3 \quad \text{est l'opérateur de spin } \frac{1}{2} \text{ dans l'espace de spin des deux particules.}$$

La polarisation P est en vertu des propriétés d'invariances égale au pouvoir d'analyse

$$P_a = \frac{\text{Tr}(M \vec{S} \cdot \vec{n} M^\dagger)}{\text{Tr}(MM^\dagger)} \quad (12)$$

c) les 5 observables accessibles par une mesure de triple diffusion, soit le facteur de dépolarisation D

$$D = \frac{\text{Tr}(M \vec{S} \cdot \vec{n} M^\dagger \vec{S} \cdot \vec{n})}{\text{Tr}(MM^\dagger)} \quad (13)$$

et les 4 autres observables de Wolfenstein A, A', R et R' définies par la relation (14) dans laquelle $\vec{k}_1$ et $\vec{k}_2$ sont des vecteurs unités dans les directions incidente et diffusée dans le système du laboratoire et $\vec{P}_1$ la polarisation du faisceau de neutrons incident

$$\begin{aligned} (1 + P \vec{P}_1 \cdot \vec{n}) \vec{P}_2 = & (P + D \vec{P}_1 \cdot \vec{n}) \vec{n} + (A \vec{P}_1 \cdot \vec{k}_1 + R \vec{P}_1 \cdot (\vec{n} \times \vec{k}_1)) \vec{n} \times \vec{k}_2 \\ & + (A' \vec{P}_1 \cdot \vec{k}_1 + R' \vec{P}_1 \cdot (\vec{n} \times \vec{k}_1)) \vec{k}_2 \end{aligned} \quad (14)$$

Ces 4 observables de Wolfenstein sont reliées par l'expression (15) dans laquelle θ et θ' sont les angles de diffusion dans le C.M. et le laboratoire respectivement.

$$A + R' = (A' - R) \tan(\theta - \theta') \quad (15)$$

2.2.2 Observables sous les hypothèses du modèle diagonal dégénéré

En introduisant les relations (2) et (3) dans l'expression (1) nous obtenons :

$$M_{s\mu, s\mu'} = \delta_{ss'} \delta_{\mu\mu'} M^{(2s+1)} \quad (16)$$

où

$$M^{(2s+1)} = \sum (2\ell+1) \frac{T^{\ell s}}{k_{c.m.}} P_{\ell}(\cos \theta)$$

La matrice de diffusion ne comporte donc que deux éléments distincts dans ce modèle, l'amplitude de diffusion doublet M^2 et l'amplitude quartet M^4 . Quatre observables indépendantes décrivent ainsi complètement la diffusion. On peut montrer⁶⁾ que dans ce modèle l'expression (14) se réduit à

$$\vec{P}_2 = D \vec{P}_1 \quad (17)$$

où $\vec{P}_2$ est la polarisation des neutrons diffusés. On a en particulier les égalités suivantes :

$$P = 0 \quad (18)$$

$$A = -R' = -D \sin \Theta$$

$$A' = R = D \cos \Theta \quad (19)$$

où Θ est l'angle de diffusion dans le laboratoire.

On peut montrer de même que la polarisation des deutons de recul est vectorielle seulement (pas de polarisation tensorielle) et que sa valeur $\vec{\pi}_2$ obéit à la relation (20)

$$\vec{\pi}_2 = D^* \vec{P}_1 \quad (20)$$

En utilisant les définitions et notations de Seyler⁷⁾ nous avons encore entre fonctions de corrélation de spin les relations suivantes :

$$C_{nK}^P = -C_{nP}^K = -C_{PK}^n = C_{Pn}^K \quad (21)$$

$$C_{nn} = C_{PP} = D^* + \frac{1}{2}(D-1)$$

toutes les autres fonctions de corrélation citées par Seyler sont nulles.

Nous donnons les expressions (22) à (25) de quatre observables indépendantes qui déterminent complètement les amplitudes de diffusion :

$$\left(\frac{d\tilde{V}}{d\Omega} \right)_{C.M.} = \frac{1}{3} (|M^2|^2 + 2|M^4|^2) \quad (22)$$

$$D = \frac{1}{9} [|M^2|^2 + 10|M^4|^2 + 16\text{Re}(M^2 M^{4*})] (|M^2|^2 + 2|M^4|^2)^{-1} \quad (23)$$

$$C_{nn} = \frac{2}{3} (|M^4|^2 - |M^2|^2) (|M^2|^2 + 2|M^4|^2)^{-1} \quad (24)$$

$$C_{PK}^n = \frac{4}{3} \text{Im}(M^4 M^{2*}) (|M^2|^2 + 2|M^4|^2)^{-1} \quad (25)$$

Deux observables sont donc du type "observable du neutron" défini au § 2.2. Les deux autres peuvent être déterminées par une mesure de corrélation de spin.

Nous donnons dans l'appendice un complément d'informations sur la définition et le calcul des observables de spin pour la diffusion d'une particule de spin $\frac{1}{2}$ par une particule de spin 1. Nous y esquissons une mesure de corrélation permettant la détermination de C_{nn} et C_{PK}^n .

3.0 TYPES D'ANALYSES PHENOMENOLOGIQUES

Nous donnons dans ce travail les résultats de quelques analyses en phases (phases propres et mélanges dans le cas général) et de quelques analyses en APE. Nous esquissons dans ce chapitre la démarche utilisée dans les différents cas.

Le recensement des états du système n-d conduit au tableau cinématique ci-dessous. S désigne le spin de voie, J le moment cinétique total et π la parité. La coupure cinématique adoptée est telle que tous les états D sont présents ^{4) et 18)}.

$J \pi$	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}^-$	$\frac{3}{2}^+$	$\frac{3}{2}^-$	$\frac{5}{2}^-$	$\frac{5}{2}^+$	$\frac{7}{2}^+$
S							
$\frac{1}{2}$	$2S_1$	$2P_1$	$2D_3$	$2P_3$	$2F_5$	$2D_5$	$2G_7$
$\frac{3}{2}$	$4D_1$	$4P_1$	$4D_3$ $4S_3$	$4P_3$ $4F_3$	$4F_5$ $4P_5$	$4D_5$ $4G_5$	$4G_7$ $4D_7$

Notation $2s+1L_{2J}$

3.1 Analyses dans le modèle diagonal dégénéré

Les analyses réalisées dans ce modèle sont justifiées par les considérations suivantes :

- i) Le modèle diagonal dégénéré est une bonne première approximation pour notre diffusion (voir § 3.1.1).
- ii) Les analyses réalisées dans ce modèle représentent un gain de temps de calcul considérable par rapport aux analyses réalisées dans le cadre d'une paramétrisation complète.
- iii) Le nombre de résultats expérimentaux disponibles actuellement est insuffisant pour qu'une analyse réalisée dans le cadre d'une paramétrisation complète conduise à des résultats univoques.
- iv) Les résultats d'une première analyse dans le modèle diagonal dégénéré forment un excellent point de départ pour une analyse moins grossière qui est ainsi valorisée.

Nous étayons la première affirmation, notée i), dans le § suivant. Celle notée iii) est justifiée a fortiori par les résultats présentés au chapitre 7.

3.1.1 Validité du modèle diagonal dégénéré

Les seules valeurs expérimentales publiées à ce jour pour la diffusion élastique n-d en-dessous du seuil de fracture du deuton sont des sections efficaces totales et différentielles et des polarisations. En excluant les mesures de polarisation à 2.6 MeV (lab) que nous présentons au § 6.4 nous avons connaissance de 42 valeurs de polarisation réparties sur 11 valeurs de l'énergie. Ces polarisations mesurées sont peu différentes de la valeur nulle puisque le χ^2 total n'est que de 37.75. Elles ne constituent donc pas un argument valable contre l'emploi de notre modèle.

Les relations (19) entre paramètres de Wolfenstein ne sont pas violées de manière significative par les résultats des analyses réalisées dans le cadre d'une paramétrisation complète.

Les valeurs absolues des pouvoirs d'analyse de la diffusion $H(\vec{d}, \vec{d})H$ à $E_d = 6$ MeV (lab) mesurées par Schmelzbach et al.⁸⁾ sont toutes inférieures à 5%. Notre modèle prédit des T_{kq} tous nuls. Une comparaison entre les diffusions n-d et p-d dans ce domaine d'énergie est possible.

La qualité des ajustements obtenus dans le cadre de ce modèle supporte aisément la comparaison avec celle des ajustements réalisés avec des hypothèses moins fortes.

3.1.2 Analyses en phases

Les six phases $\delta^{\ell s}$, $0 \leq \ell \leq 2$, sont ajustées de manière à rendre minimum la quantité

$$\chi^2 = \sum ((\text{val. mesurée} - \text{val. calculée}) / \text{erreur})^2 \quad (26)$$

La minimalisation a été réalisée à l'aide du programme MINDEF dû à Beiner⁹⁾. Les valeurs mesurées et leurs erreurs sont l'ensemble des résultats expérimentaux, les sections efficaces totales et différentielles et les facteurs de dépolarisation disponibles à l'énergie pour laquelle l'analyse est réalisée.

Les expressions (4) et (16) permettent le calcul des éléments de la matrice de diffusion M. Les valeurs calculées sont obtenues par les expressions (22) et (23) et pour la section efficace totale par la relation (27) (théorème optique) :

$$\sigma_{tot} = \frac{2\pi}{3k_{c.m.}^2} \sum_{\ell s} (2s+1)(2\ell+1) J_m T^{\ell s} \quad (27)$$

3.1.3 Analyses en APE

Les 18 paramètres $a^{\ell s}$, $R^{\ell s}$, $P^{\ell s}$ du développement (6) sont ajustés de manière à rendre minimum la quantité χ^2 (26). Les valeurs mesurées et leurs erreurs sont l'ensemble des résultats expérimentaux, sections efficaces totales et différentielles et les facteurs de dépolarisation disponibles dans le domaine d'énergie étudié.

Les expressions (6), (5) et (16) permettent le calcul des éléments de la matrice de diffusion M. Les observables sont calculées de la même manière qu'au § 3.1.2.

3.2 Analyses dans le cadre d'une paramétrisation complète

La limitation cinématique adoptée (§ 3.0) réduit à 20 le nombre de paramètres à ajuster lors d'une analyse à une énergie (analyse en phases propres et mélanges, § 2.1.2). Ce nombre est encore beaucoup trop élevé par rapport à celui des résultats expérimentaux. Nous donnons dans ce travail le résultat de quelques analyses particulières que l'on peut diviser en deux catégories :

- a) "splitting" des phases quartets : les mélanges sont annulés et les phases doublets dégénérées en J.
- b) "mélanges seuls" : les phases et mélanges sont dégénérés en J.

Citons encore l'analyse en APE réalisée par Viennet⁴⁾ et portant sur l'ajustement de 55 paramètres. Ce nombre restreint de paramètres provient de la limitation aux deux premiers termes de l'expression (9) et d'une hypothèse de diagonalité des matrices $R^{J\pi}$.

4.0 MESURES DU FACTEUR DE DEPOLARISATION D

4.1 Motivation de ces mesures

Des quatre observables qui déterminent complètement les amplitudes de diffusion sous les hypothèses du modèle diagonal dégénéré, expressions (22) à (25), c'est de loin le facteur D qui est, après la section efficace différentielle, le plus accessible à la mesure. Les grandeurs C_{nn} et C_{PK}^n exigent la mesure de la polarisation des deutons de recul (particules chargées de faible énergie !).

La forte dispersion des valeurs de D prédites par les différentes analyses de la diffusion n-d publiées est une garantie de l'utilité de la mesure de cette observable. La comparaison entre les valeurs de D issues de différentes analyses a déjà fait l'objet d'une publication⁶⁾.

La détermination des phases doublets, très importante (voir réf. 10), n'est pas satisfaisante jusqu'à maintenant. L'expression (23) du facteur D, par suite de la prépondérance du terme d'interférence entre amplitude doublet et amplitude quartet, permet d'espérer que des mesures de D joueront un rôle efficace pour la détermination des phases doublets.

4.2 Choix des points de mesure

Nous avons réalisé deux premières mesures du facteur D à 2.45 MeV (lab). Le choix s'est porté sur cette énergie pour les raisons suivantes :

- 1) possibilité d'utiliser le faisceau de deutons du van de Graaff de notre Institut et la réaction $^{12}\text{C}(d, n)^{13}\text{N}$ comme source de neutrons polarisés ($P_1 \approx 45\%$);
- 2) de bonnes mesures de section efficace sont publiées à cette énergie;
- 3) elle est suffisante pour que l'emploi de diffuseurs-scintillateurs soit possible.

L'angle de diffusion $\theta_2 = 62^\circ$ (voir fig. 1) choisi pour la première mesure correspond à des conditions cinématiques particulièrement favorables. Ce choix a aussi été dicté par la forte dispersion des prédictions de la valeur de D pour cet angle⁶⁾.

L'angle de diffusion $\theta_2 = 27^\circ$ choisi pour la seconde mesure correspond à l'ordre de grandeur le plus petit pour lequel il soit encore possible de détecter le deuton de recul. De plus l'ensemble des deux points de mesure avait quelque chance de donner raison à l'une ou l'autre des tendances observées sur la fig. 4 de ⁶⁾.

Relevons ici que le but de ces premières mesures était de montrer qu'elles étaient possibles et de fournir l'expérience nécessaire à la mise en route d'une série de mesures définitives.

4.3 Dispositif expérimental

La figure 1 donne la liste des principales grandeurs caractérisant ces mesures et permet de les situer géométriquement.

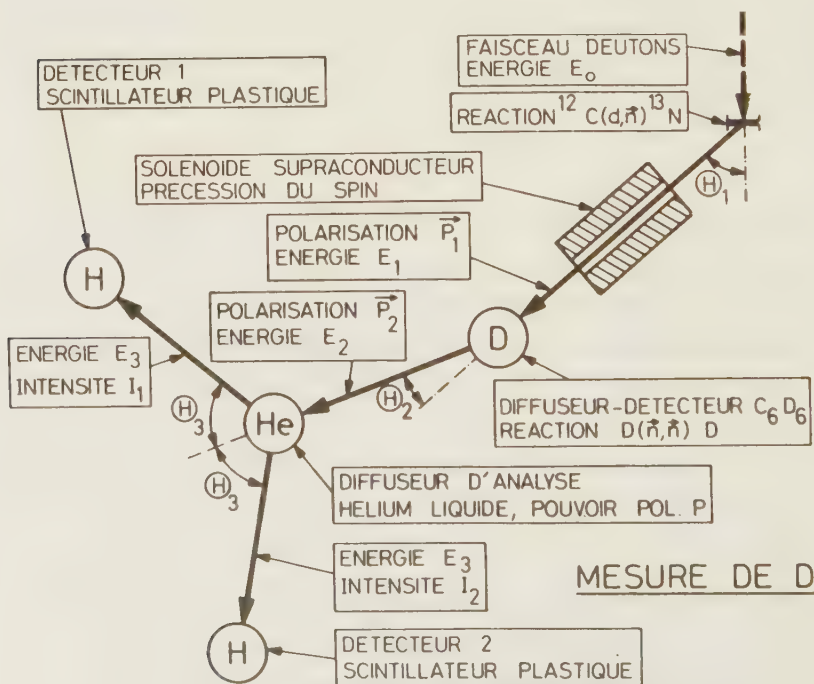


Fig. 1 Mesure du facteur de dépolarisation D.

La diffusion étudiée se fait dans le même plan que la réaction de production et que la diffusion d'analyse. Les traits gras symbolisent le parcours d'un "neutron idéal".

L'énergie E_1 ayant été choisie ($E_1 = 2.45$ MeV), le couple (E_0, θ_1) optimum est tel que la polarisation des neutrons soit maximum. Nous nous sommes assurés que la section efficace de réaction varie peu dans l'angle solide considéré. Les valeurs numériques caractérisant la cible pour nos deux mesures sont :

épaisseur de la cible : ~ 100 keV

énergie du faisceau de deutons : 2.88 MeV

énergie moyenne des neutrons produits sous 25° : 2.45 MeV

polarisation du faisceau de neutrons : -0.45 ± 0.03 ¹⁹⁾

Cette cible est constituée d'une plaque de tantale sur laquelle du carbone à l'état graphitique est évaporé ^(*). Elle est placée dans un porte-cible refroidi.

Le diffuseur deutérisé employé est le même que celui décrit dans la réf. ¹¹⁾.

Nous avons utilisé comme diffuseur d'analyse le cryostat à hélium liquide construit par Piffaretti ¹²⁾. L'angle θ_3 a été choisi de manière que le pouvoir d'analyse P de la diffusion $n\text{-}^4\text{He}$ ¹³⁾ soit maximum et que $P(\theta_3)$ varie peu dans l'angle solide utilisé.

Les détecteurs 1 et 2 sont constitués de deux scintillateurs plastiques (NE102) rigoureusement identiques dont la scintillation est collectée à l'aide de guides de lumière sur un seul photomultiplicateur. L'intérêt d'un tel dispositif associé à l'emploi d'un solénoïde pour la précession du spin a été démontré par Piffaretti ¹⁴⁾.

4.4 Electronique associée

La fig. 2 présente un schéma bloc simplifié de l'électronique utilisée. Elle permet une compréhension rapide du principe de mesure adopté. Le rôle de l'électronique est d'accumuler dans l'analyseur multicanaux les temps de vol He - H (T2-3) des neutrons ayant subi une triple diffusion, c'est-à-dire ayant passé successivement dans D, He puis H (voir fig. 1). Ces "bons" événements sont sélectionnés par l'application des critères suivants :

(*) Nous remercions l'Institut de Physique de l'Université de Zürich d'avoir bien voulu nous fournir ces cibles.

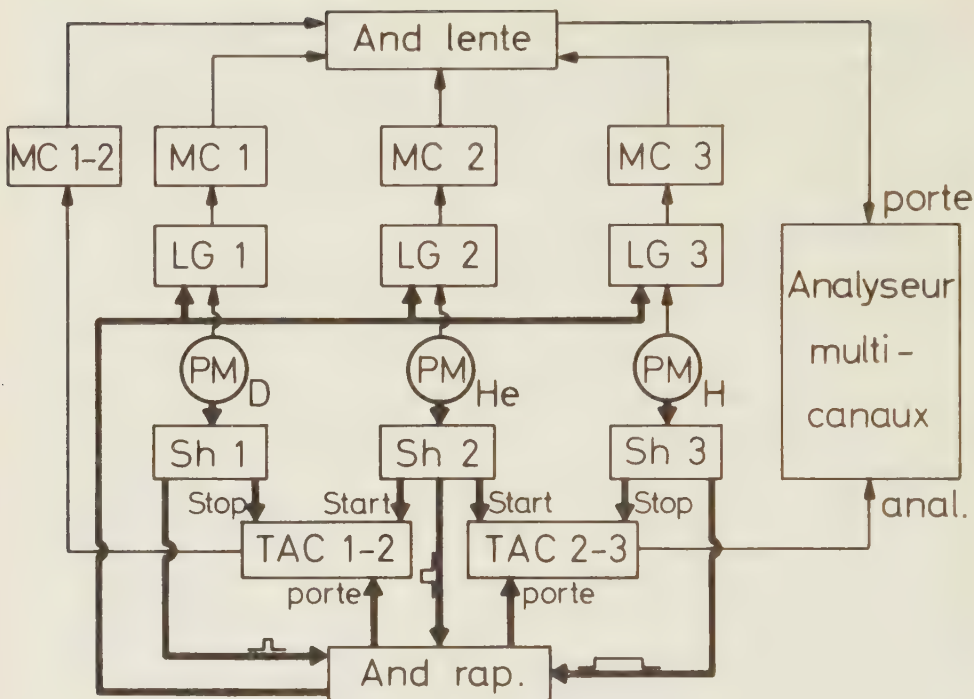


Fig. 2 Schéma bloc simplifié de l'électronique.

Les voies rapides (logiques) sont en traits gras. Les voies lentes (spectroscopiques) sont en traits fins.

TAC - convertisseur temps-amplitude, MC - monocalcanal, LG - porte linéaire, PM - photomultiplicateur, Sh - mise en forme, AND rap., AND lente - coïncidence rapide, resp. lente.

- a) Une coïncidence rapide n'ouvre les convertisseurs temps-amplitude que lorsque les impulsions provenant des détecteurs D et He arrivent dans un intervalle de 15 ns autour du "neutron idéal" et que l'impulsion provenant du détecteur H survient dans l'intervalle [-30, +70 ns] autour de ce même neutron idéal (il est nécessaire de disposer d'une plage de l'ordre de 100 ns si l'on veut pouvoir soustraire certains événements fortuits, voir § 4.5).

b) La porte de l'analyseur est ouverte lorsque la hauteur des impulsions provenant des détecteurs est comprise dans un domaine raisonnable autour de celle du neutron idéal (voie spectroscopique) et lorsque, de plus, le temps de vol D - He (T1-2), est compris dans une fenêtre "lente" plus étroite encore que celle citée sous a).

4.5 Bruit de fond et événements fortuits

Malgré les critères électroniques imposés, le spectre de temps de vol T2-3 accumulé comporte une part non négligeable d'événements parasites. La représentation biparamétrique de la fig. 3 permet de différencier les principaux types d'événements détectés. Les événements du type C et ceux triplement fortuits produisent un plateau uniforme dans le spectre de temps

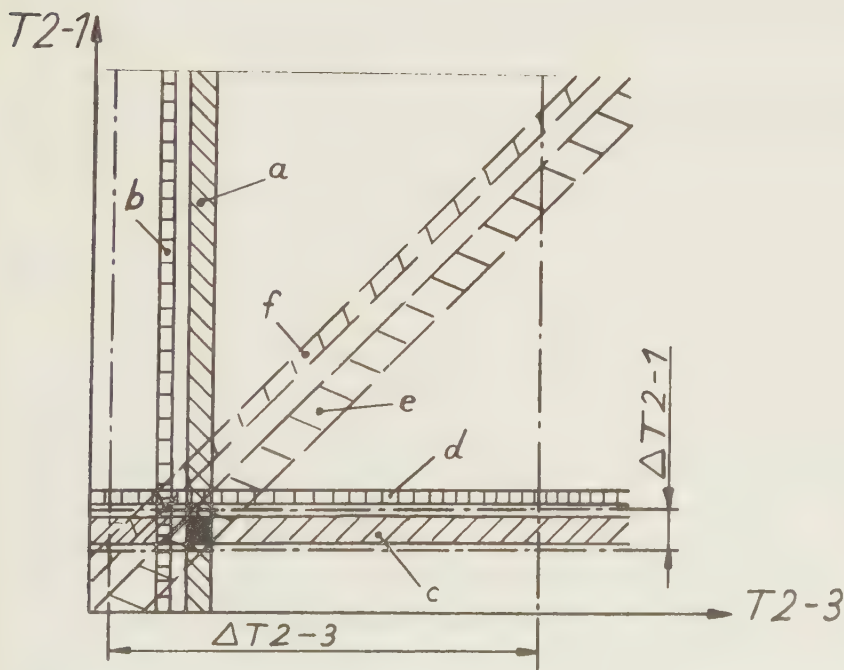


Fig. 3 Représentation biparamétrique des temps de vol neutroniques détectés. $\Delta T2-1$ - fenêtre "lente" mise au cours de la mesure sur les impulsions du TAC2-1. $\Delta T2-3$ - plage de temps de vol T2-3 acceptée par la coïncidence rapide. a, c, e - neutrons faisant un temps de vol T2-3, T1-2, T1-3 en coïncidence fortuite avec des événements dans le détecteur D, H, He resp. b, d, f - idem pour les γ . La plage des événements triplement fortuits n'est pas hachurée. $\blacksquare$ - les bons événements.

de vol T2-3 accumulé, ils sont donc éliminés par la soustraction du bruit de fond. Les événements du type d sont éliminés par la fenêtre ΔT_{2-1} . Les événements du type e et f sont rendus négligeables par la présence de blindages disposés entre les détecteurs D et H et du fait que le taux d'événements dans le détecteur He est d'un ordre de grandeur plus petit que celui dans le détecteur D. Ce sont donc les événements du type a et b qui sont les plus ennuyeux. Il n'est en effet pas possible d'envisager un blindage sérieux entre la cible et le détecteur He. D'autre part les conditions cinématiques d'un neutron faisant le parcours cible - He - H diffèrent en général trop peu de celles d'un "neutron idéal" pour que la sélection faite sur l'amplitude des impulsions du détecteur He soit en mesure de séparer ces faux événements des bons. Une accumulation d'un spectre de temps de vol T2-3 réalisée en l'absence de tout critère provenant du détecteur D (mais dans les mêmes conditions que celles de la mesure) et la connaissance du taux d'événements dans D permettent l'élimination des événements du type a et b par calcul. Relevons ici que le dispositif d'acquisition de données sur "computer" qui sera utilisé pour les mesures ultérieures permettra l'accumulation des événements dans tout le plan T2-1 - T2-3 et par conséquent une élimination aisée des événements fortuits.

4.6 Simulation de l'expérience

L'extension des détecteurs et les distances cible - D, D - He et He - H adoptées pour réduire la durée d'une mesure du facteur de dépolarisation à environ 200 heures sont telles que les conditions cinématiques pour les bons événements varient dans de fortes proportions. Il n'est donc pas possible d'admettre comme constantes les sections efficaces de diffusions et de considérer comme strictement coplanaire le trajet des neutrons. De plus les diffusions multiples dans les détecteurs ne peuvent être négligées. L'exploitation des mesures exige donc une simulation complète de l'expérience par la méthode de Monte-Carlo. L'utilisation de ce programme de simulation consiste à introduire des valeurs successives du facteur D (seule inconnue sous les hypothèses du modèle diagonal dégénéré) jusqu'à ce que l'on reproduise le spectre de temps de vol expérimental. La table des données est constituée d'environ 4600 valeurs numériques.

4.7 Résultat des mesures du facteur de dépolarisation

Le déroulement de la mesure comporte deux phases (méthode 1 de¹⁴⁾). Le spectre de temps de vol expérimental est obtenu par la combinaison des spectres accumulés dans chaque phase. L'accumulation des spectres se fait alternativement dans les détecteurs 1 et 2 au moyen d'un jeu d'obturateurs placés sur les guides de lumière. Le changement d'alternance est commandé par un intégrateur de courant de cible. L'accumulation des spectres est scindée en plusieurs séquences de manière à contrôler la stabilité du dispositif.

A titre indicatif nous donnons l'ordre de grandeur de l'asymétrie du spectre expérimental net (valable pour les deux mesures) :

$$\zeta \approx 12 \%$$

La proportion d'événements fortuits par rapport aux bons événements était dans les deux cas de près de 50 %.

La simulation de l'expérience a montré que le taux d'événements multiples était de l'ordre de 30 % pour la mesure à 62° et de 20 % pour celle à 27°.

Le résultat net de ces deux mesures est présenté dans la table 1.

Table 1. Valeurs expérimentales du facteur de dépolarisation D pour la diffusion $D(\vec{n}, \vec{n})$ D à 2.45 MeV (lab.).

Θ (lab)	D (%)
62°	46,0 ± 8,4
27°	39,2 ± 8,0

Les domaines d'incertitude indiqués dans la table 1 comprennent les incertitudes expérimentales et les erreurs instrumentales qu'il nous a été possible d'estimer. L'influence de légères variations des gains des détecteurs est en particulier difficile à juger. Nous suspectons une telle variation pour le détecteur D d'avoir joué un rôle nuisible lors de la mesure à 27°

et n'accordons par conséquent qu'une confiance limitée au résultat de cette seconde mesure.

Un dispositif permettant une stabilisation des conditions de fonctionnement est en préparation. De plus un contrôle a posteriori des réglages spectroscopiques s'est avéré souhaitable. Il sera possible lorsque le dispositif d'acquisition de données signalé au § 4.5 sera utilisé.

5.0 ANALYSES PHENOMENOLOGIQUES DANS LE MODELE DIAGONAL DEGENERE

La motivation essentielle des mesures de D est leur efficacité pour la détermination des phases doublets, § 4.1. Les analyses présentées dans ce chapitre justifient nos espoirs et soulignent l'importance qu'il y a à poursuivre l'effort qui permettra de présenter un ensemble sûr de résultats expérimentaux.

5.1 Analyses APE

La détermination d'un bon "point de départ" pour une analyse en phases incluant nos mesures nous a conduit à réaliser quelques analyses APE du type de celle présentée par Viennet³⁾. Les analyses notées A^+ et A^- ne diffèrent de celle de Viennet que par l'absence dans la table des résultats expérimentaux de la valeur du résidu du triton, voir § 4 de³⁾. Le résultat A^+ diffère très peu de celui de Viennet. Le résultat A^- est caractérisé par le signe négatif de la phase 2P , signe généralement admis comme correct. Un examen critique de la fig. 4, en particulier du comportement de la phase 2P convainc rapidement que le résultat A^+ est moins critique que le résultat A^- .

Les analyses A^+ et A^- utilisent le groupe A de résultats à énergie nulle (table 2). Le groupe B de mesures à énergie nulle comprend les mesures très précises de Dilg et al.

Table 2. Mesures à énergie nulle.

a_2, a_4 - longueur de diffusion 2S et 4S , $a_0 = a_4 + \frac{1}{2} a_2$ -
longueur de diffusion cohérente, $\bar{v}_0$ - section efficace

	Groupe A	référence	Groupe B	référence
$\bar{v}_0$ (b)	3.20 ± 0.10	a	3.390 ± 0.012	d
$a_4 - a_2$ (fm)	5.99 ± 0.06	b	5.99 ± 0.06	b
a_0 (fm)	6.21 ± 0.04	c	6.672 ± 0.007	d
a_4 (fm)			6.47 ± 0.14	e
a_2 (fm)			0.57 ± 0.14	e

a - W.T.H. Van Oers and J.D. Seagrave, Phys. Letters 24B (1967) 562

b - W. Gissler, Zeit. Krist. 118 (1963) 149

c - W. Bartolini, R.E. Donaldson and D.J. Groves, Phys. Rev. 174 (1968) 313

d - W. Dilg, L. Koester and W. Nistler, Phys. Letters 36B (1971) 208

e - S.J. Nikitin, W.T. Smolyankin, W.Z. Kolganow, A.W. Lebedev and G.S. Lomkazy,
The First International Conference on Peaceful Uses of Atomic Energy
(Geneva, 1955) (The United Nations, New York, 1956) Vol. 2 p. 81. (Ces
mesures sont incompatibles avec le groupe A.)

Le divorce entre les mesures du groupe A et B est trop grand pour que l'en-
semble de ces résultats expérimentaux puisse être pris en considération
simultanément. Le groupe B est trop actuel pour qu'il puisse être ignoré.
Or, il ne nous a pas été possible d'obtenir un résultat satisfaisant avec
le groupe B, c'est-à-dire un résultat pour lequel aucune des fonctions $Z^{\ell s}$
(expression (6)) ne s'annule dans le domaine d'énergie étudié, ce qui
aurait pour conséquence une structure résonante de la section efficace.
Des tentatives pour lesquelles la contrainte du triton était supprimée, ou
dans lesquelles un développement avec pôle de la fonction $Z^{\ell s}$ pour la phase
 2S (développement proposé entre autres par Delves¹⁵) était introduit, se
sont heurtées à la même impossibilité. Nous donnons à titre illustratif
dans la table 3 un résultat (noté B) obtenu avec le groupe B mais avec les
phases 2P supprimées.

Table 3. Résultats des analyses APE.

$$k_{C.M.}^{2\ell+1} \text{ctg} \delta^{\ell s} = a^{\ell s} + \frac{1}{2} R k_{C.M.}^{\ell s} + P k_{C.M.}^{\ell s} k_{C.M.}^4$$

$$[a] = fm^{-2\ell-1} \quad [R] = fm^{-2\ell+1} \quad [P] = fm^{-2\ell+3}$$

Set A ⁺	a	R	P
² S	-6.3123	73.815	328.16
⁴ S	-0.16306	0.34484	- 2.4389
² P	2.0182	-151.64019	743.07
⁴ P	0.0039898	0.91503	0.0046183
² D	0.0017924	- 0.14279	2.0590
⁴ D	-0.00042402	- 0.0025640	- 2.2546
Set A ⁻	a	R	P
² S	-6.8126	-1353.2	-3204.8
⁴ S	-0.16285	3.1189	- 1.1366
² P	-4.7423	132.06	- 10.677
⁴ P	0.0055346	0.62081	1.6786
² D	0.0026656	- 0.14934	1.7084
⁴ D	-0.0010397	0.18898	- 5.9376
Set B	a	R	P
² S	-1.4573	- 181.99	- 427.23
⁴ S	- .15800	2.4978	1.7191
² P	----	----	----
⁴ P	0.0061148	0.52758	2.2254
² D	0.0033192	-0.17897	1.7814
⁴ D	-0.0037758	0.	0.

La qualité des ajustements correspondant aux jeux A⁺ et A⁻ est très satisfaisante, $\chi^2 = 1,37$ par degré de liberté (cf. ref. ³⁾). Celle du jeu de paramètres B est un petit peu moins bonne, $\chi^2 = 1,7$ par degré de liberté.

Les phases correspondant à ces trois résultats sont reportées sur la fig. 4.

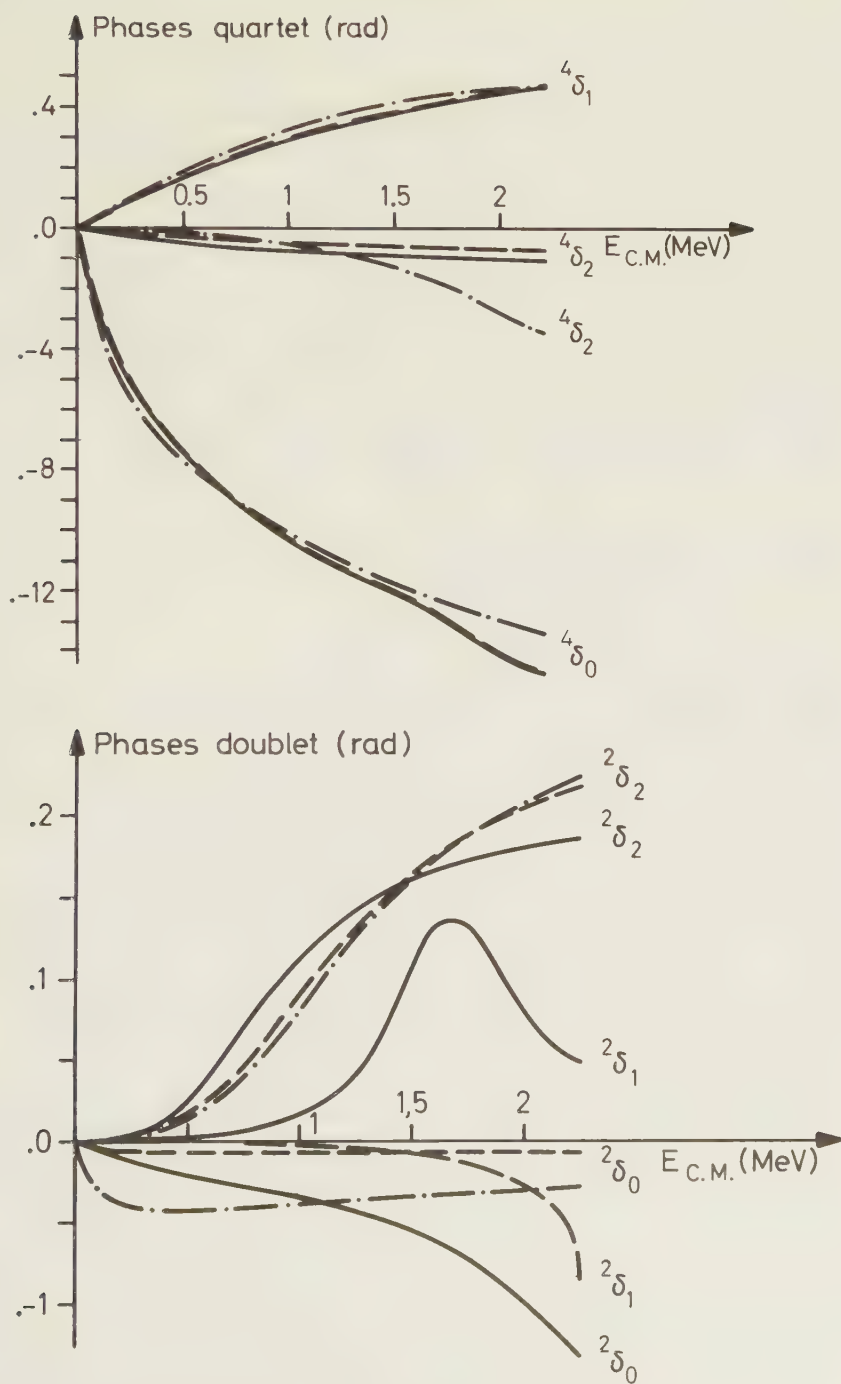


Fig. 4 Phases déterminées par les paramètres ERA.

— Set A^+ ; — — Set A^- ; — . — Set B

5.2 Analyses en phases

Nous avons publié par ailleurs¹⁰⁾ une série d'analyses en phases portant sur les mesures de section efficace à 2.45 MeV (lab) de Seagrave¹⁶⁾. Elles montrent l'importance du point de départ de l'analyse (cinq jeux de phases publiés sont utilisés). Elles montrent aussi l'efficacité des mesures de D pour limiter le domaine de variation des phases d'une analyse à l'autre. Nous nous contentons de présenter ici des analyses réalisées avec pour point de départ les phases calculées à l'aide de l'expression (6) et des résultats A^+ , A^- et B de la table 3. La table 4 indique les résultats des analyses prenant ou non en considération nos deux mesures de D. La fig. 5 présente la valeur du facteur D prédite par ces six analyses.

Table 4. Résultat des analyses en phases de la diffusion n-d à 2.45 MeV.

a - sans les mesures du facteur D

b - avec les deux mesures du facteur D

Point de départ		2_S (*)	4_S	2_P	4_P	2_D	4_D
Set A^+	a	-7.51°	-73.16°	6.75°	23.85°	7.47°	-4.48°
	b	-2.68°	-70.07°	-5.28°	25.34°	8.65°	-2.04°
Set A^-	a	-0.08°	-70.68°	-4.65°	24.98°	9.37°	-2.07°
	b	-1.49°	-70.60°	-5.66°	25.12°	8.79°	-2.02°
Set B	a	-5.25°	-70.56°	-0.20°	25.14°	8.79°	-3.12°
	b	-1.66°	-70.54°	-5.56°	25.15°	8.78°	-2.04°

(*) Il conviendrait d'ajouter 180° à ces phases en vertu du théorème de Levinson.

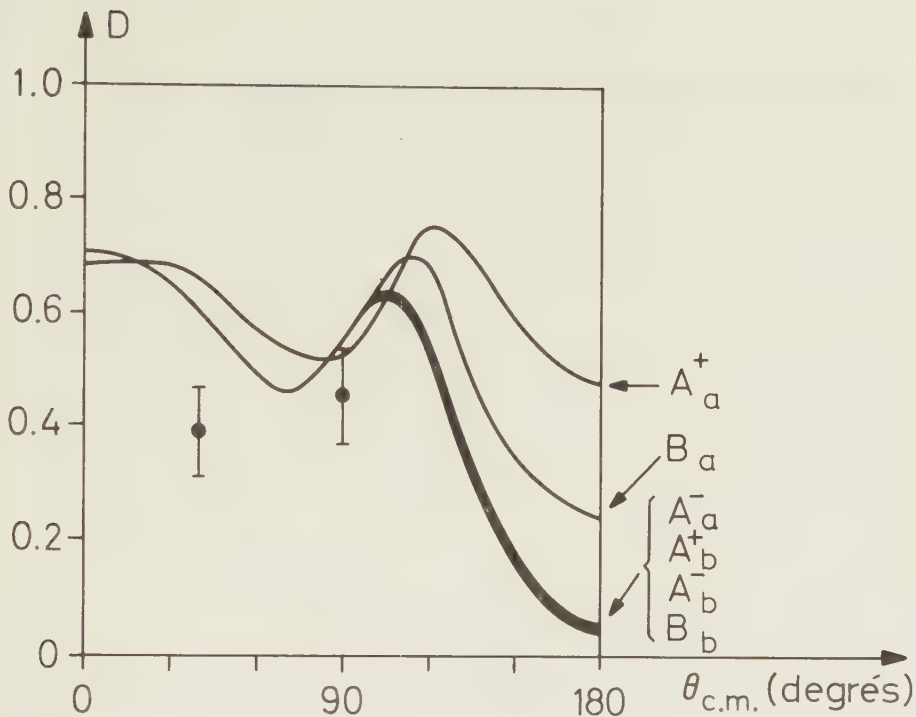


Fig. 5 Facteurs de dépolarisation prédits par nos analyses en phases.
Mêmes symboles que pour la table 4. $\bar{I}$ nos mesures.

Ces résultats associés à ceux présentés dans réf.¹⁰⁾ conduisent aux commentaires suivants :

- i) les phases résultant d'une analyse ne s'écartent que raisonnablement de celles de départ dans le cas de phases issues d'une analyse APE.
- ii) le signe des phases 2P et 2D ne peut pas encore être considéré comme déterminé.
- iii) les phases doublets pourront être déterminées avec une précision comparable à celle des phases quartets dès que l'on disposera de quelques mesures sûres du facteur D .

6.0 MESURES DE LA POLARISATION P

6.1 Motivation de ces mesures

Nos mesures de la polarisation P de la diffusion $D(\vec{n}, n)D$ à 2.6 MeV (lab) complètent le travail entrepris par Piffaretti¹⁴⁾. Ces travaux seront valorisés lorsque la phase préparative esquissée dans les chapitres 4 et 5 sera terminée, c'est-à-dire lorsqu'il sera légitime de reproduire les polarisations lors d'une analyse de la diffusion. Relevons toutefois que si l'ensemble des autres mesures de P publiées ne s'écarte que peu de zéro (le χ^2 total des 42 mesures n'est que de 37,75, voir réf.³⁾), nos neuf mesures à elles seules présentent un χ^2 par rapport à zéro de 67,86. Elles joueront donc un rôle important pour la détermination du "splitting" des phases ou pour la détermination des paramètres de mélange, voir le travail préliminaire du § 7.2.

6.2 Dispositif expérimental

Les techniques de mesure et de dépouillement utilisées étaient les mêmes que celles décrites par Piffaretti¹⁴⁾. Nous renonçons à en présenter ici toute description. Signalons toutefois que l'un des points présents dans la table de résultats (table 5), le plus récent, a été mesuré avec le secours d'un solénoïde supraconducteur (méthode 1 de Piffaretti¹⁴⁾). De plus un système d'acquisition de données sur "computer" doublait l'acquisition sur l'analyseur multicanaux et a permis un contrôle de la légitimité des fenêtres mises sur la voie spectroscopique.

6.3 Simulation de l'expérience

L'estimation du nombre de neutrons, parmi ceux détectés, qui n'ont subi qu'une seule diffusion dans le détecteur deutérisé a exigé une simulation de l'expérience par la méthode de Monte-Carlo. La figure 6 présente les principaux facteurs dont le programme réalisé, SAPEND, tient compte. La figure 7 en donne un ordinogramme simplifié. Nous indiquons ci-dessous les approximations faites :

- 1) SAPEND ne tient pas compte des extensions spatiales de la cible et des détecteurs.
- 2) Il ne tient compte de la polarisation que pour la première diffusion dans le diffuseur central.
- 3) Il ne tient compte de la polarisation que pour un seul des noyaux présents dans le diffuseur central.
- 4) Il ne tient pas compte de l'influence possible de la position du point de choc dans le diffuseur central quant à la collection de lumière par la photocathode du PM.
- 5) L'élargissement du pic de temps de vol mesuré par rapport à celui accumulé par SAPEND est traité globalement comme un effet instrumental.

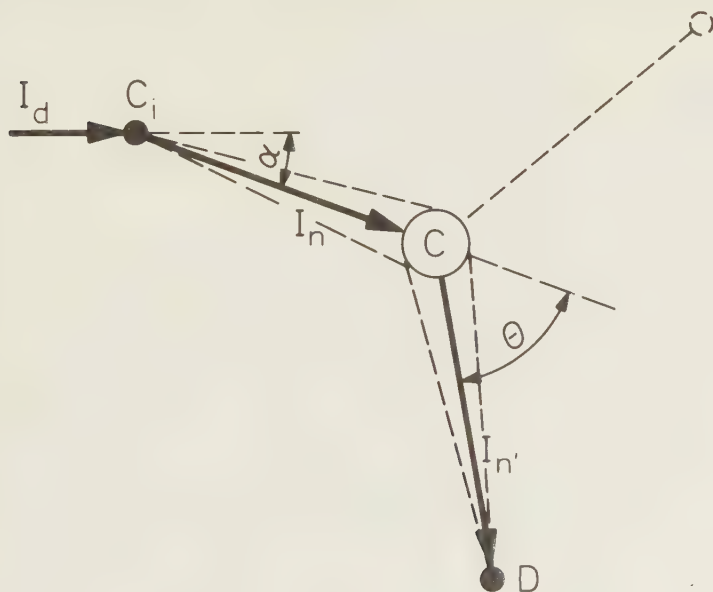


Fig. 6 Principales grandeurs dont SAPEND tient compte.

- I_d faisceau de deutons monoénergétiques.
 C_i cible dont l'épaisseur conduit à une distribution non uniforme des deutons de réaction.
 C diffuseur central, composé de deux types de noyaux au maximum; un type de noyau produit une scintillation; un type de noyau a un pouvoir polarisant dont on tient compte lors d'une première diffusion; l'extension spatiale est prise en considération.
 D l'un des scintillateurs du détecteur double dont on a déterminé la courbe d'efficacité.
 I_n, I_n' faisceau de neutrons incident, resp. diffusé.
 α, θ angle d'émission, resp. de diffusion des neutrons.

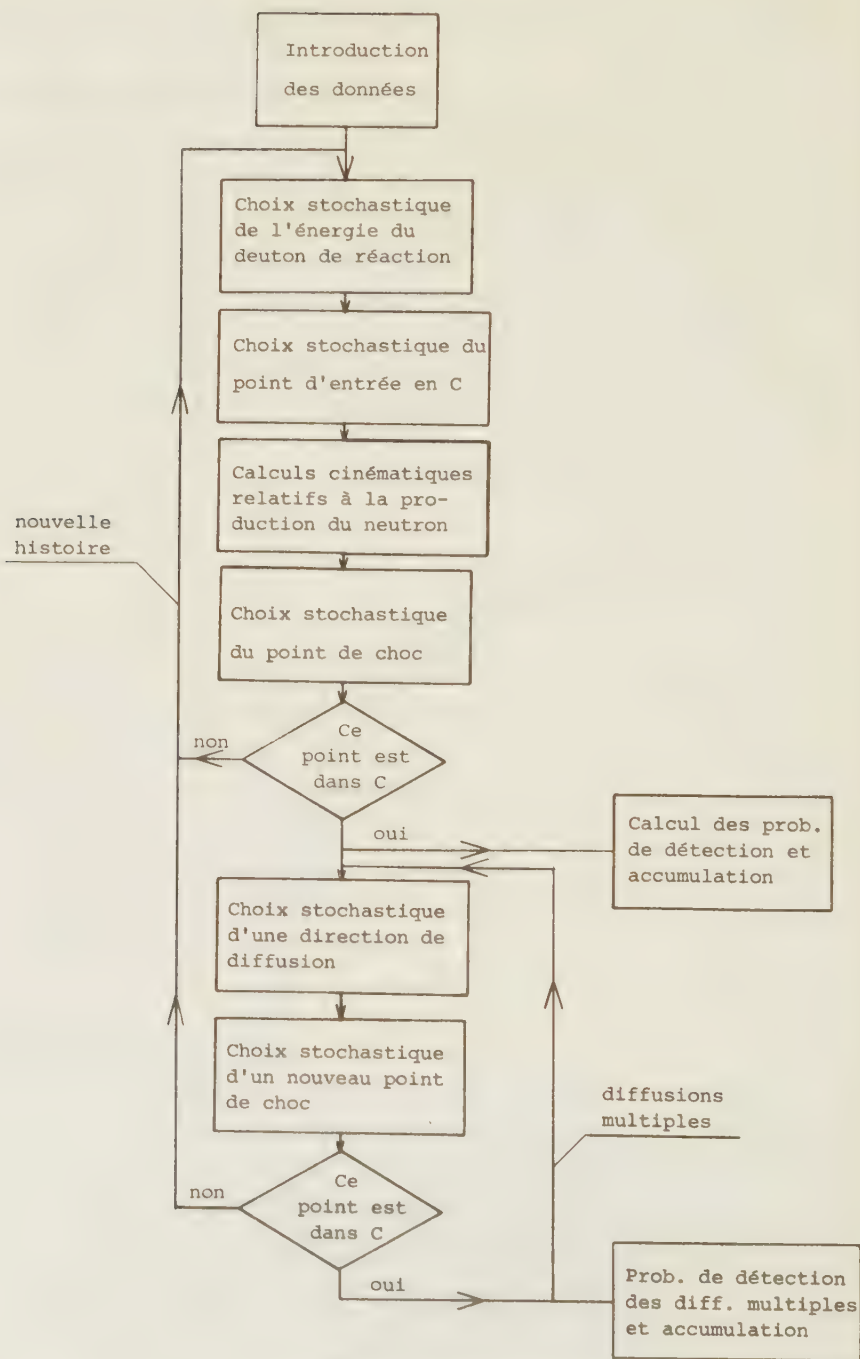


Fig. 7 Ordinogramme simplifié de SAPEND

6.4 Résultat des mesures de polarisation

Aucune asymétrie significative des diffusions multiples n'a été mise en évidence par la simulation. Nous indiquons donc simplement, comme l'a fait Piffaretti¹⁴⁾, un rapport du nombre de diffusions multiples sur le nombre de diffusions simples, noté $(n/n_1 - 1)$. L'ensemble des polarisations mesurées à ce jour (1973) figure dans la table 5. Nous avons distingué dans cette table les mesures plus particulièrement rattachées à ce travail de thèse et signalé la mesure la plus récente citée au § 6.2.

Table 5. Distribution angulaire de la polarisation dans la diffusion élastique $D(\vec{n}, n)D$ à 2.6 MeV (lab).

a - mesures se rapportant à ce travail

b - la mesure la plus récente

* - mesures utilisées dans les analyses du § 7.2

C.M.	42°(a)*	55°(a)	68°	69°*	88°*	100°(a)*	120°(b)	138°(a)*	146°*
$n/n_1 - 1$	.036	.05	.054	.055	.155	.107	.317	.186	.355
P	$-.1 \pm 1.0$	2.4 ± 1.1	1.0 ± 1.2	3.3 ± 1.1	4.1 ± 1.0	4.9 ± 1.0	3.8 ± 1.1	0.4 ± 0.9	1.2 ± 1.8

7.0 ANALYSES PHENOMENOLOGIQUES INCLUANT LES POLARISATIONS

7.1 Table de sections efficaces

Il n'y a pas de mesures de la section efficace différentielle à 2.6 MeV(lab) publiées. Nos paramètres A^+ , A^- , B (table 2) sont capables de reproduire de manière très satisfaisante l'ensemble de toutes les mesures de section efficace en-dessous de 3.34 MeV (voir § 5.1). Nous avons donc estimé légitime de les utiliser pour transposer les neuf mesures de Seagrave¹⁶⁾ de 2.45 MeV à 2.6 MeV. La dispersion des résultats provenant de ces trois transpositions nous a conduit à multiplier les domaines d'incertitude expérimentale par un facteur 1.06. La table 6 présente le résultat de cette transposition.

Table 6. Transposition des mesures de section efficace de Seagrave de 2.45 MeV(lab) à 2.6 MeV(lab).

θ C.M. (degrés)	Sections efficaces mesurées ¹⁶⁾ (10 mb/sr)	Sections efficaces transposées (10 mb/sr)
24.7	29.6 ± 0.74	30.0 ± 0.79
28.4	28.6 ± 0.72	28.9 ± 0.76
31.3	27.8 ± 0.67	28.1 ± 0.71
45.4	23.2 ± 0.54	23.4 ± 0.57
59.5	18.4 ± 0.45	18.5 ± 0.48
98.0	11.1 ± 0.28	10.7 ± 0.30
130.4	19 ± 0.42	17.8 ± 0.45
152.8	32.8 ± 0.86	31.3 ± 0.91
165.0	40.7 ± 2.36	39.1 ± 2.50

7.2 Analyses en phases et paramètres de mélange

Nous avons tenté d'exploiter nos mesures de P (la table 5 n'était pas encore complète lorsque ce travail a été fait) en les introduisant dans quelques analyses caractérisées par différents critères de simplification, voir les remarques du § 3.2. Le point de départ utilisé pour ces analyses est constitué des phases calculées à partir des paramètres APE notés A^+ dans la table 3 et est reporté dans la table 7.

Les mesures sur lesquelles nos analyses se sont appuyées sont les neuf sections efficaces de la table 6 et six parmi les neuf polarisations de la table 5 (une exploitation de l'ensemble des neuf mesures de P est en cours).

Nous présentons dans la table 7 le résultat de trois analyses :

- 1'analyse A pour laquelle les paramètres de mélange sont annulés et seules les phases 4P ne sont pas dégénérées en J,
- 1'analyse B pour laquelle les paramètres de mélange sont annulés et seules les phases doublets sont dégénérées en J,

l'analyse C pour laquelle toutes les phases et les paramètres de mélange sont dégénérés en J.

Table 7. Résultat des analyses en phases.

D - "point de départ", A - "splitting" des phases 4P ,

B - "splitting" des phases 4P et 4D , C - totale dégénérescence en J.

Analyse	D	A	B	C
Nbre de mesures	9	15	15	15
Nbre de paramètres	6	8	11	11
χ^2	.43	5.26	1.73	1.68
Phases (rad)				
$2s+1L_J$ ${}^2S_{1/2}$	-.139	-.1434	-.1257	-.1412
4S	-1.289	-1.2708	-1.2535	-1.2904
${}^2P_{1/2} = {}^2P_{3/2}$	.090	.0987	.0969	.1152
${}^4P_{1/2}$		.2915	.2130	
${}^4P_{3/2}$	.437	.5328	.5996	.4361
${}^4P_{5/2}$		.4242	.3964	
${}^2D_{3/2} = {}^2D_{5/2}$	.147	.1361	.1367	.1388
${}^4D_{1/2}$			-.0574	
${}^4D_{3/2}$			-.0765	
${}^4D_{5/2}$	-.076	-.0753	-.0758	-.0773
${}^4D_{7/2}$			-.0856	
Mélanges (rad)				
${}^2S_{1/2} - {}^4D_{1/2}$				-.0465
${}^2P_{1/2} - {}^4P_{1/2} = {}^2P_{3/2} - {}^4P_{3/2}$				-.0662
${}^4D_{3/2} - {}^4S_{3/2}$				-.0858
${}^2D_{3/2} - {}^4S_{3/2}$				-.2417
${}^2D_{3/2} - {}^4D_{3/2} = {}^2D_{5/2} - {}^4D_{5/2}$				.0074

Il ressort de la table 7 que des ajustements de qualité comparable peuvent être obtenus avec des jeux de paramètres fort différents et qu'il est par conséquent prématuré de prétendre connaître le "splitting" des phases quartets. Notons que l'ordre dans lequel nos phases 4P se sont séparées (analyses A et B) est le même que celui obtenu par Viennet⁴⁾ et Brüning¹⁷⁾.

Les figures 8 et 9 présentent les polarisations et facteurs de dépolarisation prédits par ces trois analyses.

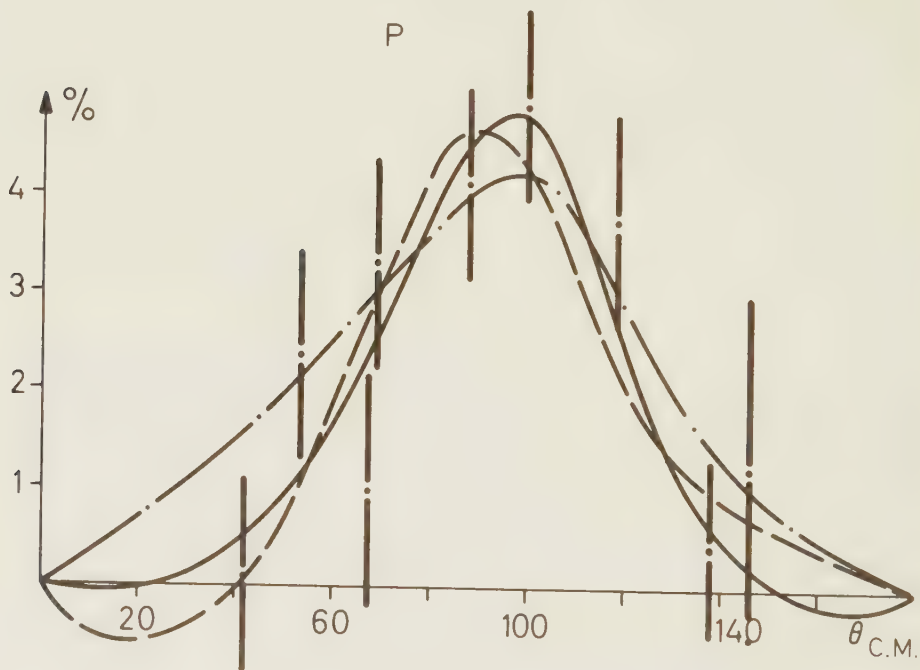


Fig. 8 Polarisation de la diffusion $D(n,n)D$ à 2.6 MeV(lab).

— · — analyse A, — analyse B, — — — analyse C
(voir texte). ! nos mesures.

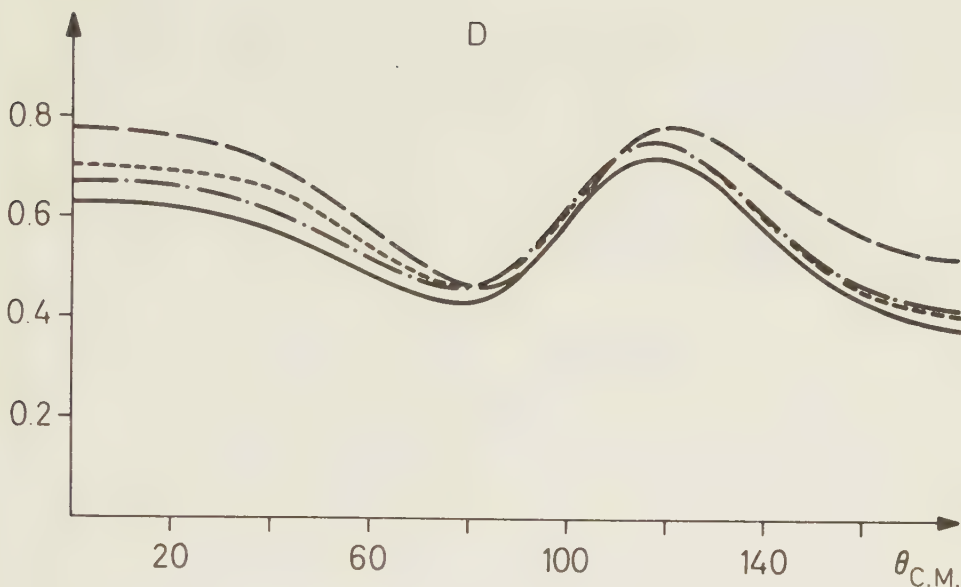


Fig. 9 Facteur de dépolarisation D.

— — — analyse A, — — — — — analyse B, - - - - - analyse C,
 - analyse D.

CONCLUSIONS ET REMERCIEMENTS

Nous pensons avoir démontré l'utilité et la possibilité d'exécuter des mesures de paramètres de Wolfenstein à basse énergie. La distribution angulaire de la polarisation de la diffusion $D(\vec{n}, n)D$ à 2.6 MeV(lab), étant donné la précision de ces mesures (cf. la remarque du § 6.1), sera un outil utile pour les futures analyses phénoménologiques de cette diffusion.

Nous exprimons notre reconnaissance à M. le Dr J. Weber qui a dirigé cette recherche, à M. le Prof. J. Rossel qui, en tant que directeur de l'Institut de Physique, a rendu ce travail possible et à M. le Prof. P. Huguenin dont

l'intérêt pour notre travail a été pour nous un réel stimulant.

Nous tenons à remercier spécialement Mme D. Bovet, à qui revient en outre le mérite d'avoir mené à bien le programme de simulation pour les mesures de triple diffusion, M. le Dr J. Piffaretti qui nous a fait profiter de son intuition expérimentale et M. le Dr R. Viennet qui a mis à notre disposition son savoir et ses programmes d'analyses phénoménologiques.

Notre gratitude va également à toute l'équipe technique et administrative de l'Institut de Physique.

Neuchâtel, automne 1973

REFERENCES

- 1) H.P. Noyes, p 122 et I. Slaus, p 272; Proc. Int. Conf. on Few Particle Problems in the Nuclear Interaction, Los Angeles, 1972, ed. I. Slaus, St.A. Moszkowski, R.P. Haddock and W.T.H. van Oers (North-Holland Publ. Co, Amsterdam, 1972)
- 2) S.C. Pieper, Nucl. Phys. A193 (1972) 529
- 3) R. Viennet, Nucl. Phys. A189 (1972) 424
- 4) R. Viennet, Analyse de la diffusion neutron-deuton à basse énergie, 1970, non publié
- 5) L. Wolfenstein, Annual Rev. of Nucl. Sc. 6 (1956) 43
- 6) S. Jaccard et R. Viennet, Nucl. Phys. A182 (1972) 541
- 7) R.G. Seyler, Nucl. Phys. A124 (1969) 253
- 8) P.A. Schmelzbach, W. Grüebler, R.E. White, V. König, R. Risler and P. Marmier, Nucl. Phys. A197 (1972) 273
- 9) J. Beiner, 1969, non publié
- 10) D. Bovet, S. Jaccard et J. Weber, Helv. Phys. Acta 46 (1973) 659
- 11) E. Schwarz, Helv. Phys. Acta 38 (1959) 877
- 12) J. Piffaretti et al., Helv. Phys. Acta 40 (1967) 805
- 13) T.H. Stambach and R.L. Walter, Nucl. Phys. A180 (1972) 225
- 14) J. Piffaretti, Helv. Phys. Acta 44 (1971) 763
- 15) L.M. Delves, Phys. Rev. 118 (1960) 1318
- 16) A. Horsley, Nucl. Data 4A4 (1968) 321
- 17) R. Brünig, thesis, Universität Hamburg (1970)
- 18) J.C. Aarons and J.H. Sloan, Phys. Rev. C5 (1972) 582
- 19) R.L. Walter, Polarization Phenomena in Nuclear Reactions, Proceedings of the Third International Symposium, p 317, Madison 1970, ed. H.H. Barschall and W. Haeberli.

APPENDICE

Nous utilisons les notations connues sous le nom de conventions de Madison. Dans la mesure du possible nous nous référons aux travaux de G.G. Ohlsen et R.G. Seyler.

Références :

- a) Polarization Phenomena in Nuclear Reactions, Proceedings of the Third International Symposium, Madison, 1970, eds H.H. Barschall and W. Haeberli.
- b) Polarization transfer and spin correlation experiments in nuclear physics, G.G. Ohlsen, Report on Progress in Physics, vol. 35 (1972) p. 717.
- c) R.G. Seyler, Nucl. Phys. A124 (1969) 253

Formalisme général pour les observables de spin d'une diffusion $\vec{h}+1 \rightarrow \vec{h}+1$

I. Bases d'opérateurs de spin

Nous utilisons de préférence les tenseurs cartésiens, éventuellement les tenseurs sphériques (voir les "conventions de Madison"^{a)}).

1) spin $\frac{1}{2}$

tenseurs cartésiens : $\mathbb{I}, \hat{v}_x, \hat{v}_y, \hat{v}_z$ (notation globale : $\{\hat{v}_i\}, i = 0, x, y, z$)
 tenseurs sphériques : (notation globale : $\{\tau_i\}, i = 0, 1, 1-1$)

Ces tenseurs satisfont la condition $\text{Tr } \hat{v}_i \hat{v}_j = \text{Tr } \tau_i \tau_j = 2\delta_{ij}$

2) spin 1

tenseurs cartésiens : $\mathbb{I}, P_x, P_y, P_z, P_{xx}, P_{yy}, P_{zz}, P_{xy}, P_{xz}, P_{yz}$ ($\{P_i\}$)
 tenseurs sphériques : $\mathbb{I}, \tau_{10}, \tau_{1\pm 1}, \tau_{20}, \tau_{2\pm 1}, \tau_{2\pm 2}$ ($\{\tau_i\}$)

Les tenseurs sphériques satisfont la condition $\text{Tr } \tau_i \tau_j = 3\delta_{ij}$

Les tenseurs cartésiens sont reliés par l'expression :

$$P_{xx} + P_{yy} + P_{zz} = 0$$

On peut générer à partir des opérateurs P_i un ensemble de neuf opérateurs indépendants $\{\Omega_i\}$ qui satisfont la condition

(réf. ^{b)} p. 755)

$$\text{Tr } \Omega_i \Omega_j = 3\delta_{ij}$$

$$\begin{aligned}\Omega_0 &= 1 & \Omega_3 &= \sqrt{\frac{3}{2}} P_z & \Omega_6 &= \sqrt{\frac{2}{3}} P_{yz} \\ \Omega_1 &= \sqrt{\frac{3}{2}} P_x & \Omega_4 &= \sqrt{\frac{2}{3}} P_{xy} & \Omega_7 &= \sqrt{\frac{1}{6}} (P_{xx} - P_{yy}) \quad (1A) \\ \Omega_2 &= \sqrt{\frac{3}{2}} P_y & \Omega_5 &= \sqrt{\frac{2}{3}} P_{xz} & \Omega_8 &= \sqrt{\frac{1}{2}} P_{zz}\end{aligned}$$

3) base des spins $\frac{1}{2}$ et 1 couplés

Nous continuons de noter $\tilde{V}_i$, P_i et Ω_i les opérateurs correspondants dans la base des spins couplés. On a

$$[\tilde{V}_i, P_j] = 0 \quad \forall i, j \quad \text{et} \quad [\tilde{V}_i, \Omega_j] = 0 \quad \forall i, j$$

les matrices des opérateurs $\tilde{V}_i$ et P_i sont données explicitement dans réf. c).

Les opérateurs $\tilde{V}_i$ et Ω_i satisfont les conditions $\text{Tr } \tilde{V}_i \tilde{V}_j = 6\delta_{ij}$ et $\text{Tr } \Omega_i \Omega_j = 6\delta_{ij}$ respectivement.

II. Matrices de diffusion

1) spin $\frac{1}{2} \rightarrow$ spin 0

La matrice de diffusion peut s'écrire comme combinaison linéaire des opérateurs de spin :

$$M = \sum a_i \tilde{V}_i \quad (4 \text{ termes})$$

Si la diffusion est invariante sous l'opération de parité π et sous le renversement du temps (T), la matrice M doit être de nature (S,+) (scalaire ne changeant pas de signe sous T, voir § VI). Il s'ensuit que seuls certains des coefficients a_i sont différents de zéro.

Si l'on ne détecte pas la particule de recul, la même matrice suffit pour décrire la diffusion d'une particule de spin $\frac{1}{2}$ par une cible de particules de spin $\neq 0$ mais non polarisée.

2) spin 1 $\rightarrow$ spin 0

$$M = \sum b_i \Omega_i \quad (9 \text{ termes})$$

Les remarques du point 1) sont aussi valables.

3) spin $\frac{1}{2} \longrightarrow$ spin 1

$$M = \sum_{i,j} c_{ij} \hat{v}_i \Omega_j \quad (36 \text{ termes !})$$

L'invariance de la diffusion sous π et T restreint cette somme à douze termes (réf. ^{c)} p. 256).

III. Matrice densité

L'état de spin d'un faisceau est décrit par la matrice densité ρ (réf. ^{b)} p. 721). Par convention le faisceau incident est normé ($\text{Tr } \rho = 1$).

1) Faisceau de particules de spin $\frac{1}{2}$

La matrice densité peut s'écrire

$$\rho = \frac{1}{2} \text{Tr } \rho \sum_i P_i \hat{v}_i$$

La valeur d'attente de l'opérateur $\hat{v}_i$ est donnée par

$$\langle \hat{v}_i \rangle = \text{Tr}(\rho \hat{v}_i) / \text{Tr } \rho = \frac{1}{2} \sum_j P_j \text{Tr } \hat{v}_i \hat{v}_j = P_i$$

Les coefficients P_i sont donc les valeurs d'attente des opérateurs c'est-à-dire, par définition, les composantes de la polarisation du faisceau.

N.B. : $P_0 \equiv 1$

2) Faisceau de particules de spin 1

$$\rho = \frac{1}{3} \text{Tr } \rho \sum_i q_i \Omega_i$$

$$\langle \Omega_i \rangle = \text{Tr}(\rho \Omega_i) / \text{Tr } \rho = \frac{1}{3} \sum_j q_j \text{Tr } \Omega_i \Omega_j = q_i$$

On définit de manière analogue les polarisations p_i :

$$p_i = \text{Tr}(\rho \hat{P}_i) / \text{Tr } \rho$$

Les relations (1A) nous donnent immédiatement le lien entre les "polarisations" p_i et q_i . On peut donc exprimer également la matrice densité à l'aide des opérateurs $\hat{P}_i$ et des polarisations p_i (réf. ^{b)} p. 725) :

$$\rho = \frac{1}{3} \text{Tr } \rho \left\{ 1 + \frac{3}{2} (p_x \hat{P}_x + p_y \hat{P}_y + p_z \hat{P}_z) + \frac{2}{3} (p_{xy} \hat{P}_{xy} + p_{yz} \hat{P}_{yz} + p_{xz} \hat{P}_{xz}) + \frac{1}{6} (p_{xx} - p_{yy}) (\hat{P}_{xx} - \hat{P}_{yy}) + \frac{1}{2} p_{zz} \hat{P}_{zz} \right\}$$

On peut travailler de manière tout-à-fait analogue avec les opérateurs τ_i et les polarisations $t_i = \text{Tr}(\rho \tau_i) / \text{Tr} \rho$. Voir les formules de passage à la page xxix de ^{a)}.

N.B. : $q_o \equiv t_o \equiv 1$

3) Faisceaux de particules de spin $\frac{1}{2}$ et de spin 1

Nous décrivons les états de spin dans la base des spins couplés.

a) Pas de corrélation entre les états de spin des 2 faisceaux

$$\rho = \frac{1}{6} \text{Tr} \rho \sum_i P_i \sum_j q_j \sigma_i \cdot \Omega_j \quad (36 \text{ termes})$$

$$\langle \sigma_i \cdot \Omega_j \rangle = \langle \sigma_i \rangle \cdot \langle \Omega_j \rangle = P_i \cdot q_j$$

P_i et q_j sont les polarisations des faisceaux de particules de spin $\frac{1}{2}$ et 1 respectivement.

N.B. : Le cas a) est un cas particulier important. Il se présente par exemple lorsqu'on veut décrire l'état initial pour la diffusion d'un faisceau polarisé par une source polarisée.

b) Correlation possible entre les états de spin des deux faisceaux

$$\rho = \frac{1}{6} \text{Tr} \rho \sum_{i,j} q_{i,j} \sigma_i \cdot \Omega_j \quad (36 \text{ termes}) \quad (2A)$$

Expression générale qui définit les "polarisations" $q_{i,j}$:

$$q_{i,j} = \langle \sigma_i \cdot \Omega_j \rangle = \text{Tr}(\rho \sigma_i \cdot \Omega_j) / \text{Tr} \rho$$

Nous définissons de manière tout-à-fait analogue les polarisations $p_{i,j}$ et $t_{i,j}$:

$$p_{i,j} = \text{Tr}(\rho \sigma_i \cdot P_j) / \text{Tr} \rho$$

$$t_{i,j} = \text{Tr}(\rho \overset{\text{spin } \frac{1}{2}}{\tau_i} \overset{\text{spin } 1}{\tau_j}) / \text{Tr} \rho$$

$$q_{o,o} \equiv p_{o,o} \equiv t_{o,o} \equiv 1$$

IV. Repères pour la diffusion élastique a+b → c+d

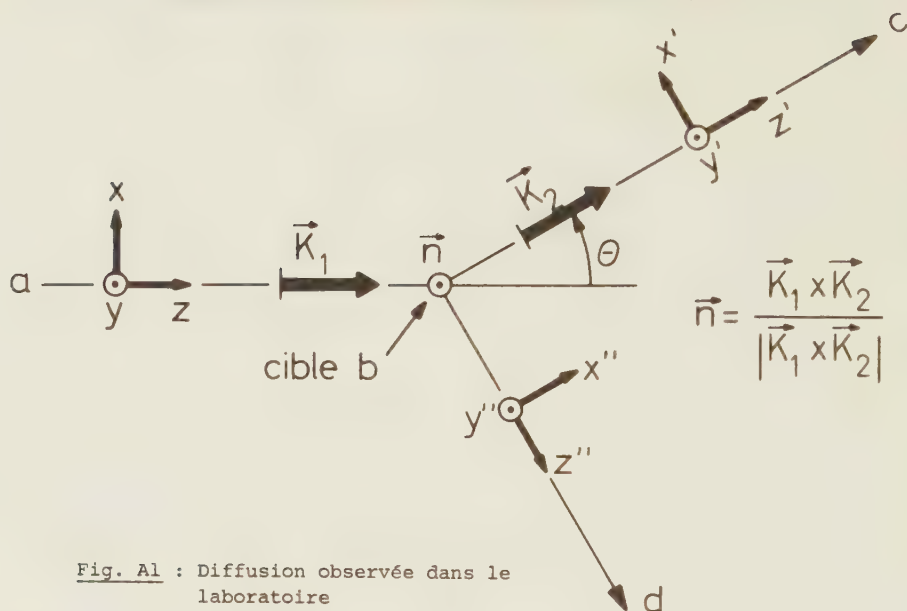


Fig. A1 : Diffusion observée dans le laboratoire

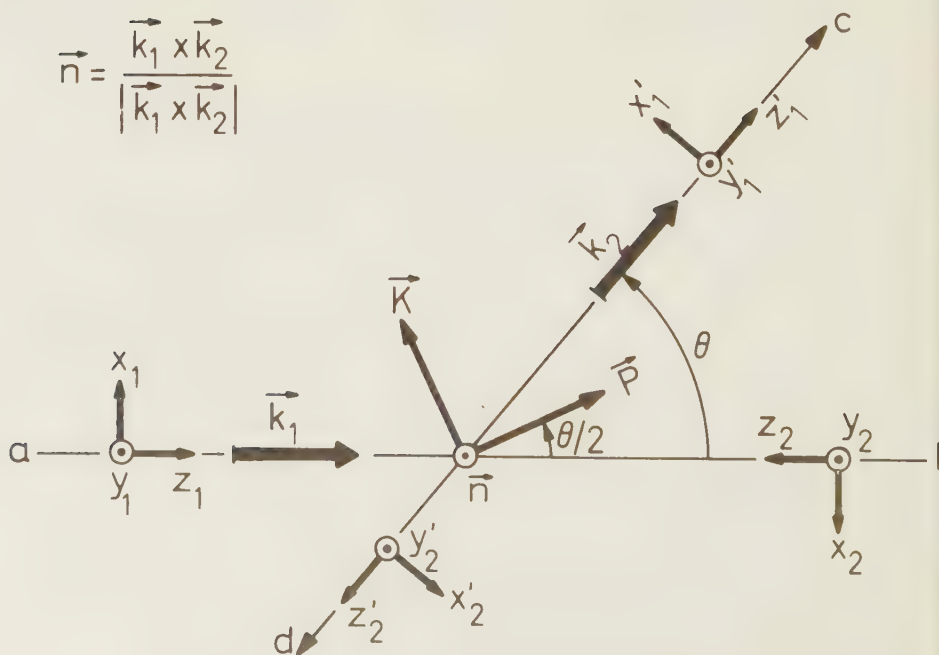


Fig. A2 : Diffusion observée dans le système du C.M.

Les deux figures ci-dessus définissent les repères utilisés le plus couramment. Les vecteurs unités $\vec{K}$, $\vec{n}$, $\vec{P}$ ont pour direction celles des vecteurs $\vec{K}_2 - \vec{K}_1$, $\vec{K}_1 \times \vec{K}_2$, $\vec{K}_1 + \vec{K}_2$ respectivement. Les notations sont aussi proches que possible de celles des refs^{a)} et ^{b)} ! Signalons que pour une diffusion élastique on a que z'' est dans la direction de $-\vec{K}$ et x'' dans la direction de $\vec{P}$.

Les spineurs des états incidents χ_i et diffusés χ_f et par conséquent la matrice de diffusion M ($\chi_f = M \chi_i$) sont écrits en prenant l'axe z (ou z_1) comme axe de quantification (voir par ex.^{c)}). Il s'ensuit que tout opérateur de spin relatif à un repère (x_a, y_a, z_a) autre que celui (x, y, z) devra être exprimé comme combinaison des opérateurs relatifs au repère (x, y, z) . Soit U la matrice orthogonale donnant le passage des composantes x, y, z aux composantes x_a, y_a, z_a d'un vecteur :

$$\begin{pmatrix} x_a \\ y_a \\ z_a \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$$

On aura alors (voir par exemple^{c)} page 269 et ^{b)} page 739) :

$$\begin{pmatrix} \psi_{x_a} \\ \psi_{y_a} \\ \psi_{z_a} \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \psi_x \\ \psi_y \\ \psi_z \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \rho_{x_a} \\ \rho_{y_a} \\ \rho_{z_a} \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \rho_x \\ \rho_y \\ \rho_z \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \rho_{x_a x_a} & \rho_{x_a y_a} & \rho_{x_a z_a} \\ \rho_{x_a y_a} & \rho_{y_a y_a} & \rho_{y_a z_a} \\ \rho_{x_a z_a} & \rho_{y_a z_a} & \rho_{z_a z_a} \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} & \rho_{xz} \\ \rho_{xy} & \rho_{yy} & \rho_{yz} \\ \rho_{xz} & \rho_{yz} & \rho_{zz} \end{pmatrix} \tilde{U}$$

V. Observables de la diffusion

L'état diffusé est relié à l'état incident par la relation (réf.^{b)} p. 748) :

$$\rho_f = M \rho_i M^\dagger$$

La trace de ρ_f est la section efficace différentielle (par unité d'angle solide C.M.).

Les autres "observables" de la diffusion sont les valeurs d'attente des opérateurs de spin dans l'état diffusé :

$$\langle \tilde{r}_k \Omega_\ell \rangle = \frac{\text{Tr}(\varrho_f \tilde{r}_k \Omega_\ell)}{\text{Tr} \varrho_f} = \frac{\text{Tr}(M \varrho_i M^\dagger \tilde{r}_k \Omega_\ell)}{\text{Tr}(M \varrho_i M^\dagger)}$$

égalité que nous pouvons aussi écrire :

$$\frac{\text{Tr}(M \varrho_i M^\dagger)}{\text{Tr}(M M^\dagger)} \langle \tilde{r}_k \Omega_\ell \rangle = \frac{\text{Tr}(M \varrho_i M^\dagger \tilde{r}_k \Omega_\ell)}{\text{Tr}(M M^\dagger)}$$

Et en utilisant pour ϱ_i le développement (2A) :

$$\left(\sum_{ij} q_{i,j} \frac{\text{Tr}(M \tilde{r}_i \Omega_j M^\dagger)}{\text{Tr}(M M^\dagger)} \right) \langle \tilde{r}_k \Omega_\ell \rangle = \sum_{ij} q_{i,j} \frac{\text{Tr}(M \tilde{r}_i \Omega_j M^\dagger \tilde{r}_k \Omega_\ell)}{\text{Tr}(M M^\dagger)} \quad (3A)$$

Nous introduisons maintenant une notation générale :

$$Q_{i,j}^{k,\ell} = \frac{\text{Tr}(M \tilde{r}_i \Omega_j M^\dagger \tilde{r}_k \Omega_\ell)}{\text{Tr}(M M^\dagger)} \quad \begin{array}{l} \text{rappel : } i, k = 0, x, y, z \\ j, \ell = 0, 1, 2, \dots, 8 \end{array}$$

Pour la diffusion $a+b \rightarrow c+d$ les indices i, j, k et ℓ se rapportent à a, b, c et d respectivement. Cette notation est généralisable à n'importe quelle réaction à deux particules avec spin.

L'équation (3A) s'écrit alors :

$$\left(\sum_{ij} q_{i,j} Q_{i,j}^{0,0} \right) \langle \tilde{r}_k \Omega_\ell \rangle = \sum_{ij} q_{i,j} Q_{i,j}^{k,\ell} \quad (3A')$$

Les "polarisations" $q_{i,j}$ caractérisent l'état initial et peuvent s'exprimer comme produit de P_i et q_j , (voir § III,3).

Les grandeurs Q caractérisent la diffusion.

Aux coefficients $Q_{i,j}^{k,\ell}$ on peut faire correspondre des coefficients $K_{i,j}^{k,\ell}$ ou $T_{i,j}^{k,\ell}$ définis de manière identique :

$$K_{i,j}^{k,\ell} = \frac{\text{Tr}(M \tilde{r}_i \tilde{r}_j M^\dagger \tilde{r}_k \tilde{r}_\ell)}{\text{Tr}(M M^\dagger)} \quad T_{i,j}^{k,\ell} = \frac{\text{Tr}(M \tilde{r}_i \tilde{r}_j M^\dagger \tilde{r}_k \tilde{r}_\ell)}{\text{Tr}(M M^\dagger)}$$

$\begin{array}{cc} \text{spin } \frac{1}{2} & \text{spin } 1 \\ \swarrow & \searrow \\ \tilde{r}_i & \tilde{r}_j \end{array} \quad \begin{array}{cc} \swarrow & \searrow \\ \tilde{r}_k & \tilde{r}_\ell \end{array}$

Ce sont généralement des cas particuliers de ces coefficients qui sont utilisés. Les coefficients K se prêtent plus directement aux changements de repères (voir § précédent).

VI. Les règles d'Ohlsen

Le repère KnP est celui défini le plus simplement à partir des impulsions $\vec{K}_1$ et $\vec{K}_2$ (C.M.). Nous déterminons dans le tableau ci-dessous la nature des opérateurs de spin dans ce repère, c'est-à-dire leur comportement face aux opérations de parité ($\mathcal{T}$) et de renversement du temps ($\mathcal{T}$).

	$\vec{K}_1$	$\vec{K}_2$	$\vec{K}$	$\vec{n}$	$\vec{P}$	$\vec{v}$	$\vec{r}_K$	$\vec{r}_n$	$\vec{r}_P$	$\vec{S}$	ρ_K	ρ_n	ρ_P	ρ_{Kn}	ρ_{KP}	etc...
$\mathcal{T}$	VP	VP	VP	VA	VP	VA	PS	S	PS	VA	PS	S	PS	PS	S	S si $N_K + N_P$ est paire
$\mathcal{T}$	$\left(\vec{K}_2, -\vec{K}_1 \right)$	$\left(\vec{K}_1, \vec{K}_2 \right)$	+	-	-	-	-	+	+	-	-	+	+	-	-	+ si N_K est paire

VP - vecteur polaire, VA - vecteur axial, S - scalaire, PS - pseudoscalaire

$\vec{v} = (\vec{v}_x, \vec{v}_y, \vec{v}_z)$, opérateurs de moment angulaire pour le spin $\frac{1}{2}$ ^{a)}

$\vec{v}_i = \vec{v} \cdot \vec{i}$ ($\vec{v}_K = \vec{v} \cdot \vec{K}$, etc...)

i se rapporte à l'un ou l'autre des repères définis au § IV

$\vec{S} = (S_x, S_y, S_z)$, opérateurs de moment angulaire pour le spin 1^{a)}

$P_i = \vec{S} \cdot \vec{i}$, $P_{ij} = \frac{1}{2} (P_i P_j - P_j P_i) - \frac{2}{3} \delta_{ij}$ ^{c)}

N_K, N_n, N_P - nombre de fois que l'indice K, n resp. P apparaît.

Une grandeur $K_{i,j}^{k,\ell}$ est une observable. Si la diffusion est invariante sous $\mathcal{T}$ cela signifie que la grandeur $K_{i,j}^{k,\ell}$ est nulle si elle n'est pas de nature S.

Nous en déduisons la première règle (règle 1 d'Ohlsen^{b)}) :

Tout coefficient $K_{i,j}^{k,\ell}$ est nul si $N_K + N_P$ († ou $N_x + N_z$) est impair.

(4A)

† Il est facile de se convaincre que la règle reste valable lorsqu'on utilise un ou plusieurs des systèmes (x,y,z) définis au § IV à la place du système (K,n,P).

L'invariance sous T conduit à la deuxième règle (3ème règle d'Ohlsen) :

Tout coefficient $K_{i,j}^{k,\ell}$ est égal à $(-1)^{N_K}$ fois le coefficient correspondant pour la réaction inverse.

(5A)

N.B. : Pour une diffusion élastique, à $K_{i,j}^{k,\ell}$ correspond $K_{k,\ell}^{i,j}$ pour la réaction inverse.

La troisième règle permet de déterminer si en passant de $+\theta$ à $-\theta$ (diffusion symétrique par rapport au plan y,z) le coefficient $K_{i,j}^{k,\ell}$ change ou non de signe. Passer de $+\theta$ à $-\theta$, ou $+\Theta$ à $-\Theta$, revient à passer de $+\vec{n}$ à $-\vec{n}$ et de $+\vec{k}$ à $-\vec{k}$ (soit du repère "naturel" à celui "non naturel", réf.^{b)} p. 752).

Il s'ensuit la règle suivante (2ème règle d'Ohlsen) :

Le coefficient $K_{i,j}^{k,\ell}$ est pair (impair) en θ si $N_K + N_n$ (ou $N_x + N_y$) est pair (impair).

(6A)

[†] même remarque que pour la règle (4A).

Cette règle est utile pour déterminer rapidement quels sont les coefficients que l'on obtient par une mesure d'asymétrie "gauche-droite".

VII. Quelques mesures types à titre d'exemple

1) $D(\vec{n}, n)D$, section efficace avec faisceau de neutrons incident polarisé.

L'état initial est décrit par les $q_{i,0} = P_i = \text{Tr } \rho_i \hat{v}_i$.

La relation (2A) s'écrit alors dans le repère KnP :

$$\rho_i = \frac{1}{6} \left(1 + P_K \hat{v}_K + P_n \hat{v}_n + P_P \hat{v}_P \right)$$

La section efficace différentielle I (notation de réf.^{b)}) est donnée par :

$$I = \text{Tr } \rho_f = \text{Tr} (M \rho_i M^\dagger) = \frac{1}{6} \text{Tr} (M M^\dagger) \left(1 + P_K K_{K,0}^{0,0} + P_n K_{n,0}^{0,0} + P_P K_{P,0}^{0,0} \right)$$

En appliquant la première règle (4A) et en notant I_0 la section efficace différentielle en l'absence de polarisation du faisceau incident, nous obtenons :

$$I = I_o \left(1 + P_n K_{n,o}^{o,o} \right)$$

La grandeur $K_{n,o}^{o,o}$ est appelée pouvoir d'analyse pour le neutron et est généralement notée P (ou P_a , voir la relation (12) du § 2.2.1)

$$I = I_o \left(1 + P \vec{P}_1 \cdot \vec{n} \right)$$

2) $\vec{D}(n,n)D$, section efficace avec cible de deutons polarisée.

L'état initial est décrit par les $q_{o,i} = \text{Tr } \rho_i \Omega_i$

ou plus couramment par les $p_{o,i} = P_i = \text{Tr } \rho_i P_i$

La relation (2A) s'écrit alors dans le repère x,y,z :

$$\begin{aligned} \rho_i = \frac{1}{6} \left(1 + \frac{3}{2} (p_x P_x + p_y P_y + p_z P_z) + \frac{2}{3} (p_{xy} P_{xy} + p_{yz} P_{yz} + p_{xz} P_{xz}) \right. \\ \left. + \frac{1}{6} (p_{xx} - p_{yy}) (P_{xx} - P_{yy}) + \frac{1}{2} P_{zz} \right) \end{aligned}$$

La section efficace différentielle, en appliquant tout de suite la règle $\mathcal{T}$, s'écrit donc :

$$I = I_o \left(1 + \frac{3}{2} p_y K_{o,y}^{o,o} + \frac{2}{3} p_{xz} K_{o,xz}^{o,o} + \frac{1}{6} (p_{xx} - p_{yy}) (K_{o,xx}^{o,o} - K_{o,yy}^{o,o}) + \frac{1}{2} p_{zz} K_{o,zz}^{o,o} \right)$$

Les "pouvoirs d'analyses" $K_{o,i}^{o,o}$ pour le deuton sont par convention ^{a)} notés A_i (de même les $T_{o,i}^{o,o}$, voir définition au § V, sont notés T_i ^{a)}).

3) $\vec{D}(\vec{n}, \vec{n})D$, coefficients de transfert de spin pour le neutron.

L'état incident est décrit comme pour le point 1) par :

$$\rho_i = \frac{1}{6} \left(1 + P_K \hat{\sigma}_K + P_n \hat{\sigma}_n + P_P \hat{\sigma}_P \right)$$

Il s'agit de mesurer les composantes de la polarisation du faisceau de neutrons diffusés, les $\langle \hat{\sigma}_i \rangle_f = P_i$,

Tenant compte de

$$q_{i,o} = p_{i,o} = P_i \quad \forall i \neq 0 \quad Q_{i,o}^{i,o} = K_{i,o}^{i,o} \quad \forall i \neq 0$$

$$Q_{i,o}^{o,o} = K_{i,o}^{o,o} = \delta_{i,n} K_{n,o}^{o,o} = \delta_{i,n} P \quad \forall i \neq 0$$

l'équation (3A') devient :

$$\left(\sum_i P_i K_{i,o}^{o,o} \right) P_{2_k} = \sum_i P_i K_{i,o}^{k,o}$$

Soit explicitement :

$$(1 + PP_n) P_{2_n} = K_{o,o}^{n,o} + P_n K_{n,o}^{n,o}$$

$$(1 + PP_n) P_{2_K} = P_K K_{K,o}^{k,o} + P_P K_{P,o}^{k,o}$$

$$(1 + PP_n) P_{2_P} = P_K K_{K,o}^{P,o} + P_P K_{P,o}^{P,o}$$

avec la règle T on a $K_{o,o}^{n,o} = K_{n,o}^{o,o} = P$

et $K_{K,o}^{P,o} = -K_{P,o}^{K,o}$ d'où

$$(1 + PP_n) \vec{P}_2 = P \vec{n} + \tau \vec{P}_1 \quad \text{avec} \quad \tau = \begin{pmatrix} K_{K,o}^{k,o} & 0 & K_{P,o}^{k,o} \\ 0 & K_{n,o}^{n,o} & 0 \\ -K_{P,o}^{K,o} & 0 & K_{P,o}^{P,o} \end{pmatrix}$$

voir réf.³⁾ page 260.

Il y a donc au total 5 observables de spin indépendantes pour le neutron.

Le même travail que ci-dessus dans lequel l'état incident est repéré dans (x,y,z) et l'état diffusé dans (x',y',z') conduit immédiatement à la relation (14) du § 2.2.1 qui définissait les paramètres de Wolfenstein. On a donc :

$$\begin{aligned} K_{\gamma,o}^{y',o} &= K_{n,o}^{n,o} = D & (\text{facteur de dépolarisation}) \\ K_{x,o}^{x',o} &= R & K_{x,o}^{z',o} = R' & K_{z,o}^{x',o} = A & K_{z,o}^{z',o} = A' \end{aligned}$$

VIII. Principe de la mesure des observables dans le cas général

$$\vec{h}_2 + \vec{1} \longrightarrow \vec{h}_2 + \vec{1}$$

L'état initial est décrit par la matrice densité

$$\rho_i = \frac{1}{6} \sum_{ij} P_i q_j \sigma_i \Omega_j$$

où les P_i et q_j sont les polarisations du faisceau incident et de la cible respectivement. Elles sont supposées connues. Les faisceaux diffusé et de recul sont décrits par ρ_f :

$$\rho_f = M \rho_i M^\dagger = \sum_{k\ell} q_{k,\ell} \tilde{\nu}_k \Omega_\ell = \sum_{k\ell} \langle \tilde{\nu}_k \Omega_\ell \rangle_f \tilde{\nu}_k \Omega_\ell$$

Les états de spin de ces deux faisceaux sont corrélés en général. Les observables Q de la diffusion sont reliées aux valeurs d'attentes $q_{k,\ell}$ par les relations (3A') du § V :

$$\left(\sum_{i,j} P_i q_j Q_{i,j}^{o,o} \right) q_{k,\ell} = \sum_{i,j} P_i q_j Q_{i,j}^{k,\ell} \quad \forall k,\ell$$

Pour déterminer les valeurs d'attentes $q_{k,\ell}$ et par conséquent les observables Q , il est nécessaire de faire subir aux particules diffusées et de recul une nouvelle diffusion dans les diffuseurs A et B (supposés non polarisés pour simplifier) respectivement (voir Fig. A3, § IX). Si M_A et M_B sont les matrices (connues) décrivant les diffusions en A et B respectivement, la matrice $M_{AB} = M_A M_B$ décrit la diffusion en coïncidence en A et B.

L'ensemble des particules ayant subi les diffusions en coïncidence sera décrit par la matrice densité :

$$\rho_{AB} = M_{AB} \rho_f M_{AB}^\dagger$$

La section efficace différentielle pour la détection en coïncidence des deux particules sera ainsi donnée par :

$$I_{AB} = \text{Tr} \rho_{AB} = \text{Tr} (M_{AB} \rho_f M_{AB}^\dagger) = \sum_{k\ell} q_{k\ell} \text{Tr} (M_A \tilde{\nu}_k M_A^\dagger) \text{Tr} (M_B \Omega_\ell M_B^\dagger)$$

Il suffit donc en principe de réaliser de tels détectations en coïncidence pour un nombre suffisant de situations géométriques différentes (variation des valeurs de $\text{Tr} (M_A \tilde{\nu}_k M_A^\dagger)$ et $\text{Tr} (M_B \Omega_\ell M_B^\dagger)$) pour en tirer les valeurs d'attentes $q_{k,\ell}$, donc les observables de la diffusion.

IX. Expérience complète dans le cadre du modèle diagonal dégénéré

Simonius (voir ref.^{a)} p. 401) a montré que la matrice de diffusion est déterminée à des ambiguïtés discrètes près^{*)} par des mesures faisant intervenir la connaissance simultanée de deux états de spin seulement.

^{*)} un nombre limité de matrices décrivent de manière identique ce qui est connu de la diffusion.

Pour la diffusion élastique n-d par exemple des mesures du type

$$\vec{D}(n,n)\vec{D} \quad \text{et} \quad D(n,\vec{n})\vec{D}$$

sont complètes au sens de Simonius. Dans notre modèle, les expressions (22), (23) et (24) du § 2.2.2 relatives à des mesures du type

$$D(\vec{n},\vec{n})D \quad \text{et} \quad D(n,\vec{n})\vec{D}$$

déterminent aussi la matrice de diffusion à une ambiguïté discrète près (signe de la différence des arguments de M^2 et M^4). Nous tentons d'esquisser ici des mesures du type $D(\vec{n},\vec{n})\vec{D}$ qui déterminent le coefficient $C_{PK}^n = -C_{nK}^P$ (expression (25) et relation (21)) et lèvent par conséquent l'ambiguïté en question. Ce travail illustre bien l'emploi des formalismes introduits dans cet appendice.

Nous nous limitons à un faisceau incident polarisé selon y

$$\beta_i = \frac{1}{6} (1 + P_y \bar{v}_y)$$

Nous pouvons écrire la relation (3A') pour tous les couples (k,ℓ) possibles.

$$(1 + PP_y) \langle \bar{v}_y Q_\ell \rangle = K_{o,o}^{k,\ell} + P_y K_{y,o}^{k,\ell}$$

La règle (4A) annule les coefficients K qui n'appartiennent pas à l'ensemble $\{k,\ell\}$ des couples (k,ℓ) suivant :

$$\begin{aligned} \{k,\ell\} = & (y,o), (o,y), (o,yy), (o,xx), (o,zz), (o,xz), (y,y), \\ & (y,yy), (y,xx), (y,zz), (y,xz), (x,x), (x,z), (x,xy), \\ & (x,yz), (z,x), (z,z), (z,xy), (z,yz). \end{aligned}$$

La matrice densité du canal final est donnée par (relation (2A)) :

$$\beta_f = \frac{1}{6} \text{Tr} \beta_f \sum_{i,j} q_{i,j} \bar{v}_i \Omega_j = \frac{1}{6} \text{Tr} \beta_f \sum_{i,j} \langle \bar{v}_i \Omega_j \rangle \bar{v}_i \Omega_j$$

Nous avons vu précédemment que

$$\text{Tr} \beta_f = I - I_o (1 + PP_y)$$

d'où

$$\beta_f = \frac{1}{6} I_o \sum_{i,j} (Q_{o,o}^{i,j} + P_y Q_{y,o}^{i,j}) \bar{v}_i \Omega_j$$

Les expressions (1A) nous donnent le passage des Q aux K et des $\hat{r}_i \Omega_j$ aux $\hat{r}_k P_\ell$. Le calcul explicite des coefficients K dans notre modèle nous donne les valeurs suivantes :

$$K_{0,0}^{i,0} = 0 \quad \forall i \neq 0 \quad (P=0) \quad K_{0,0}^{0,i} = 0 \quad \forall i \neq 0$$

$$K_{0,0}^{i,i} = \frac{2}{3} \delta_{i,i} \frac{|M^4|^2 - |M^2|^2}{|M^2|^2 + 2|M^4|^2} \quad \forall i \neq 0$$

Les coefficients $K_{0,0}^{1,j}$ sont appelés "coefficients de corrélation dans le canal final" et sont le plus souvent notés $C_{1,j}$.

$$K_{0,0}^{i,jk} = 0 \quad \forall jk \quad K_{y,0}^{i,i} = 0 \quad \forall i \quad K_{y,0}^{0,jk} = 0 \quad \forall jk$$

$$K_{i,0}^{i,0} = \frac{1}{9} \frac{10|M^4|^2 + |M^2|^2 + 16\text{Re}(M^4 M^{2*})}{|M^2|^2 + 2|M^4|^2} = D \quad \forall i \neq 0$$

$$K_{i,0}^{0,i} = \frac{1}{9} \frac{10|M^4|^2 - 2|M^2|^2 - 8\text{Re}(M^4 M^{2*})}{|M^2|^2 + 2|M^4|^2} \quad \forall i \neq 0$$

$$K_{y,0}^{x,z} = -K_{y,0}^{z,x} = \frac{2}{3} \frac{2\text{Im}(M^4 M^{2*})}{|M^2|^2 + 2|M^4|^2} \quad K_{y,0}^{y,xz} = K_{y,0}^{x,yz} = K_{y,0}^{z,xy} = 0$$

$$K_{y,0}^{y,yy} = -2K_{y,0}^{y,xx} = -2K_{y,0}^{y,zz} = \frac{4}{3} K_{y,0}^{x,xy} = \frac{4}{3} K_{y,0}^{z,yz} = \frac{4}{9} \frac{|M^4|^2 + |M^2|^2 - 2\text{Re}(M^4 M^{2*})}{|M^2|^2 + 2|M^4|^2}$$

Nous pouvons donc écrire explicitement $\mathcal{G}_f$ dans notre modèle :

$$\begin{aligned} \mathcal{G}_f = \frac{1}{6} I_0 \left\{ 1 + P_y K_{y,0}^{y,0} \hat{r}_y + \frac{3}{2} P_y K_{y,0}^{0,y} P_y + \frac{3}{2} K_{0,0}^{y,y} (\hat{r}_x P_x + \hat{r}_y P_y + \hat{r}_z P_z) \right. \\ \left. + \frac{3}{2} P_y K_{y,0}^{x,z} (\hat{r}_x P_z - \hat{r}_z P_x) + \frac{1}{2} P_y K_{y,0}^{y,yy} (\hat{r}_y P_{yy} + \hat{r}_x P_{xy} + \hat{r}_z P_{yz}) \right\} \end{aligned}$$

Imaginons maintenant l'expérience suivante dans laquelle A et B sont des diffuseurs non polarisés. Les repères naturels (x_A, y_A, z_A) et (x_B, y_B, z_B) pour les diffusions en A et en B font un angle φ_A respectivement φ_B avec les repères (x', y', z') et (x'', y'', z'') , voir figure A3.

Comme signalé au § VIII, si M_A est la matrice décrivant la diffusion en A et M_B celle décrivant la diffusion en B, $M_{AB} = M_A M_B = M_B M_A$ décrit la diffusion simultanée en A et B.

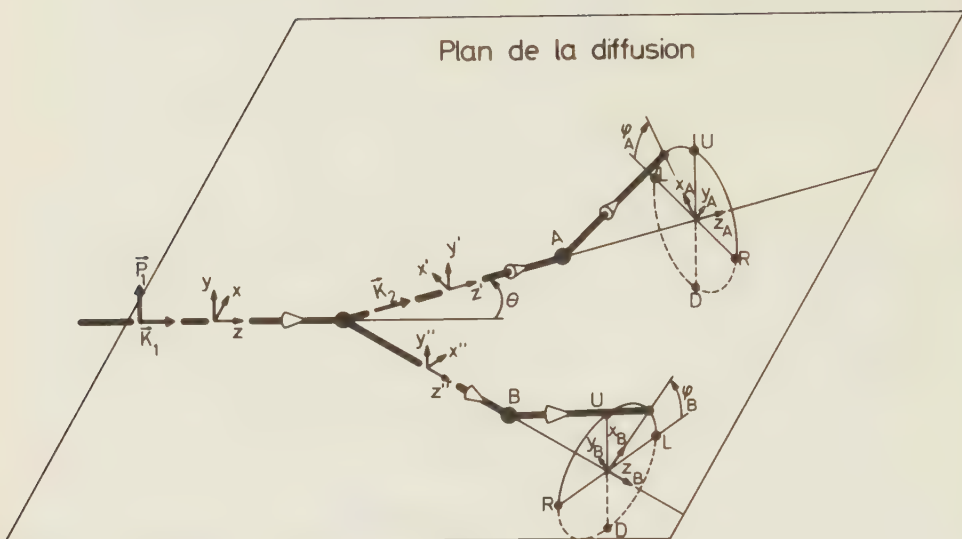


Fig. A3 Disposition expérimentale pour la diffusion $\vec{k}_1 \rightarrow \vec{k}_2$

La section efficace de détection en coïncidence est donnée par :

$$I = I_0(\theta, \varphi_A, \varphi_B) = \text{Tr} M_{AB} \mathcal{S}_f M_{AB}^\dagger$$

Nous utilisons les propriétés et définitions suivantes :

$$\frac{\text{Tr}(M_A \mathcal{P}_i M_A^\dagger)}{\text{Tr}(M_A M_A^\dagger)} = \delta_{i y_A} P_A \quad \forall i, i = x_A, y_A, z_A$$

$$\frac{\text{Tr}(M_B \mathcal{P}_i M_B^\dagger)}{\text{Tr}(M_B M_B^\dagger)} = \delta_{i y_B} A_Y \quad \forall i, i = x_B, y_B, z_B$$

$$\frac{\text{Tr}(M_B \mathcal{P}_i M_B^\dagger)}{\text{Tr}(M_B M_B^\dagger)} = A_{i_B j_B}, \quad A_{x_B y_B} = A_{y_B z_B} = 0 \quad (\text{ref}^{b)} \text{ page 739})$$

$$I_A = \frac{1}{6} \text{Tr} M_A M_A^\dagger \quad I_B = \frac{1}{6} \text{Tr} M_B M_B^\dagger$$

Les matrices de passages U_A et U_B du repère (x, y, z) aux repères (x_A, y_A, z_A) respectivement (x_B, y_B, z_B) sont (voir § IV) :

$$U_A = \begin{pmatrix} \cos \varphi_A \cdot \cos \Theta & \sin \varphi_A & -\cos \varphi_A \cdot \sin \Theta \\ -\sin \varphi_A \cdot \cos \Theta & \cos \varphi_A & \sin \varphi_A \cdot \sin \Theta \\ \sin \Theta & 0 & \cos \Theta \end{pmatrix}$$

$$U_B = \begin{pmatrix} \cos \varphi_B \cdot \sin \frac{\Theta}{2} & \sin \varphi_B & \cos \varphi_B \cdot \cos \frac{\Theta}{2} \\ -\sin \varphi_B \cdot \sin \frac{\Theta}{2} & \cos \varphi_B & -\sin \varphi_B \cdot \cos \frac{\Theta}{2} \\ -\cos \frac{\Theta}{2} & 0 & \sin \frac{\Theta}{2} \end{pmatrix}$$

Nous obtenons :

$$I = I_o I_A I_B \left\{ 1 + P_Y K_{Y,o}^{Y,o} \cos \varphi_A P_A + \frac{3}{2} P_Y K_{Y,o}^{o,Y} \cos \varphi_B A_Y + \frac{3}{2} K_{o,o}^{Y,Y} P_A A_Y \left[(-\sin \varphi_A \cos \Theta) \right. \right. \\ \cdot (-\sin \varphi_B \sin \frac{\Theta}{2}) + \cos \varphi_A \cos \varphi_B + \sin \varphi_A \sin \Theta (-\sin \varphi_B \cos \frac{\Theta}{2}) \left. \right] + \frac{3}{2} P_Y K_{Y,o}^{X,Z} P_A A_Y \left[\right. \\ \left. (-\sin \varphi_A \cos \Theta)(-\sin \varphi_B \cos \frac{\Theta}{2}) - \sin \varphi_A \sin \Theta (-\sin \varphi_B \sin \frac{\Theta}{2}) \right] + \frac{1}{2} P_Y K_{Y,o}^{Y,YY} P_A \left[\cos \varphi_A \left(\right. \right. \\ \sin^2 \varphi_B A_{xx} + \cos^2 \varphi_B A_{yy} \left. \right) + (-\sin \varphi_A \cos \Theta) (\cos \varphi_B \sin \varphi_B \sin \frac{\Theta}{2} A_{xx} - \sin \varphi_B \cos \frac{\Theta}{2} A_{xz} - \\ \cos \varphi_B \sin \varphi_B \sin \frac{\Theta}{2} A_{yy}) + \sin \varphi_A \sin \Theta (\cos \varphi_B \sin \varphi_B \cos \frac{\Theta}{2} A_{xx} - \cos \varphi_B \sin \varphi_B \cos \frac{\Theta}{2} A_{yy} + \sin \varphi_B \sin \frac{\Theta}{2} A_{xz}) \left. \right] \left. \right\}$$

expression que nous récrivons en introduisant la notation $\delta = \Theta - \frac{\Theta}{2}$:

$$I = I_o I_A I_B \left\{ 1 + P_Y P_A \cos \varphi_A K_{Y,o}^{Y,o} + \frac{3}{2} P_Y A_Y \cos \varphi_B K_{Y,o}^{o,Y} + \frac{3}{2} P_A A_Y (\cos \varphi_A \cos \varphi_B - \right. \\ \sin \varphi_A \sin \varphi_B \sin \delta) K_{o,o}^{Y,Y} + \frac{3}{2} P_Y P_A A_Y \sin \varphi_A \sin \varphi_B \cos \delta K_{Y,o}^{X,Z} + \frac{1}{2} P_Y P_A \left[\cos \varphi_A \sin^2 \varphi_B A_{xx} + \right. \\ \left. \cos \varphi_A \cos^2 \varphi_B A_{yy} + \sin \varphi_A \cos \varphi_B \sin \varphi_B \sin \delta (A_{xx} - A_{yy}) + \sin \varphi_A \sin \varphi_B \cos \delta A_{xz} \right] K_{Y,o}^{Y,YY} \left. \right\}$$

Choisissons maintenant des géométries particulières :

$$1) \underline{\varphi_A = 0, \varphi_B = 0}$$

$$I_{LL} = I_o I_A I_B \left\{ 1 + P_Y P_A K_{Y,o}^{Y,o} + \frac{3}{2} P_Y A_Y K_{Y,o}^{o,Y} + \frac{3}{2} P_A A_Y K_{o,o}^{Y,Y} + \frac{1}{2} P_Y P_A A_{YY} K_{Y,o}^{Y,YY} \right\}$$

$$2) \varphi_A = \pi, \varphi_B = \pi$$

$$I_{RR} = I_o I_A I_B \left\{ 1 - P_Y P_A K_{Y,o}^{Y,o} - \frac{3}{2} P_Y A_Y K_{Y,o}^{o,Y} + \frac{3}{2} P_A A_Y K_{o,o}^{Y,Y} - \frac{1}{2} P_Y P_A A_{YY} K_{Y,o}^{Y,YY} \right\}$$

Une première asymétrie peut être mesurée :

$$\varepsilon_1 = \frac{I_{LL} - I_{RR}}{I_{LL} + I_{RR}} = P_Y \frac{P_A K_{Y,o}^{Y,o} + \frac{3}{2} A_Y K_{Y,o}^{o,Y} + \frac{1}{2} P_A A_{YY} K_{Y,o}^{Y,YY}}{1 + \frac{3}{2} P_A A_Y K_{o,o}^{Y,Y}}$$

$$3) \varphi_A = \frac{\pi}{2}, \varphi_B = \frac{\pi}{2}$$

$$I_{uu} = I_o I_A I_B \left\{ 1 - \frac{3}{2} P_A A_Y \sin \delta K_{o,o}^{Y,Y} + \frac{3}{2} P_Y P_A A_Y \cos \delta K_{Y,o}^{X,Z} + \frac{1}{2} P_Y P_A \cos \delta A_{xz} K_{Y,o}^{Y,YY} \right\}$$

$$4) \varphi_A = \frac{\pi}{2}, \varphi_B = \frac{3\pi}{2}$$

$$I_{ud} = I_o I_A I_B \left\{ 1 + \frac{3}{2} P_A A_Y \sin \delta K_{o,o}^{YY} - \frac{3}{2} P_Y P_A A_Y \cos \delta K_{Y,o}^{X,Z} - \frac{1}{2} P_Y P_A \cos \delta A_{xz} K_{Y,o}^{Y,YY} \right\}$$

Une deuxième asymétrie peut être mesurée :

$$\varepsilon_2 = \frac{I_{uu} - I_{ud}}{I_{uu} + I_{ud}} = -\frac{3}{2} P_A A_Y \sin \delta K_{o,o}^{Y,Y} + \frac{3}{2} P_Y P_A A_Y \cos \delta K_{Y,o}^{X,Z} + \frac{1}{2} P_Y P_A \cos \delta A_{xz} K_{Y,o}^{Y,YY}$$

La même expérience peut être répétée avec $P_Y' = -P_Y$, nous appelons ε_2'

l'asymétrie qui en résulte :

$$K_{o,o}^{Y,Y} = -\frac{\varepsilon_2 + \varepsilon_2'}{3 P_A A_Y \sin \delta} \quad 3 A_Y K_{Y,o}^{X,Z} + A_{xz} K_{Y,o}^{Y,YY} = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_2'}{P_Y P_A \cos \delta}$$

Nous supposons déjà mesurés les coefficients $K_{Y,o}^{Y,o} = D$ et $K_{Y,o}^{o,Y} = D^*$ (voir § 2.2.2). Nous pouvons donc tirer des 3 asymétries mesurées (ε_1 , ε_2 et ε_2') en particulier le coefficient $K_{Y,o}^{X,Z}$.

Ainsi nous aurons déterminé un ensemble complet d'observables pour la diffusion n-d sous les hypothèses du modèle diagonal dégénéré (§ 2.2.2) :

$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ la section efficace

$K_{y,o}^{y,o} = D$ le facteur de dépolarisation

$K_{o,o}^{y,y} = C_{nn}$, corrélation dans le canal final

$K_{y,o}^{x,z} = C_{PK}^n = -C_{nK}^P$ (notations de Seyler³⁾, voir aussi § 2.2.2.

Ces égalités sont vraies dans notre modèle.)

Signalons pour conclure et pour éviter tout malentendu que nous n'avons pas présenté ici un plan de travail expérimental ! Nous avons en particulier toute raison de penser que des calculs basés par exemple sur la connaissance de l'interaction nucléon-nucléon sont capables de lever les ambiguïtés signalées au début du § IX. De plus des analyses du type APE, qui régularisent le comportement des phases en fonction de l'énergie, réduisent l'indétermination provenant d'un ensemble incomplet d'observables mesurées. Nous pensons que le choix des observables à mesurer doit être dicté par la faculté qu'elles présentent d'opérer une sélection entre les différentes prédictions issues de calculs théoriques ou d'analyses phénoménologiques.

Neuchâtel, Février 1974

